

Title	加熱回転円板上の流れと熱伝達(Dissertation_全文)
Author(s)	齊藤, 泰司
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	1998-03-23
URL	http://dx.doi.org/10.11501/3135487
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

新 制
工
1105

加熱回転円板上の流れと熱伝達

1998

齊藤 泰司

加熱回転円板上の流れと熱伝達

1998

齊藤 泰司

目次

第 1 章 序論

1-1 はじめに	・ ・ ・ 1
1-2 既往の研究	・ ・ ・ 3
1-3 本研究の目的と構成	・ ・ ・ 4

第 2 章 回転円板上淀み点流れの流動特性

緒言	・ ・ ・ 6
2-1 従来の研究	・ ・ ・ 8
2-2 実験装置および実験方法	・ ・ ・ 11
2-2.1 実験装置の概略	・ ・ ・ 11
2-2.2 流体の速度計測	・ ・ ・ 13
2-3 実験結果および考察	・ ・ ・ 17
2-3.1 流れの可視化	・ ・ ・ 17
2-3.2 速度分布	・ ・ ・ 21
2-3.3 乱流強度分布	・ ・ ・ 26
2-3.4 遷移レイノルズ数・臨界レイノルズ数	・ ・ ・ 33
2-3.5 速度変動のパワースペクトル	・ ・ ・ 40
2-3.6 乱流境界層	・ ・ ・ 42
結論	・ ・ ・ 48
使用記号	・ ・ ・ 49

第3章 加熱された回転円板上淀み点流れの 伝熱特性

緒言	．．． 51
3-1 従来の研究	．．． 52
3-2 実験装置および実験方法	．．． 54
3-2.1 実験装置	．．． 54
3-2.2 温度計測	．．． 57
3-3 次元解析	．．． 62
3-4 実験結果および考察	．．． 64
3-4.1 ヌッセルト数の半径方向分布	．．． 64
3-4.2 流れ場の分類	．．． 65
結論	．．． 75
使用記号	．．． 76

第4章 レーザ誘起蛍光法

緒言	．．． 78
4-1 レーザ誘起蛍光法の測定原理	．．． 78
4-2 実験装置および実験方法	．．． 81
4-3 実験結果および考察	．．． 85
4-3.1 蛍光に対するレーザー強度 および蛍光染料濃度の影響	．．． 85
4-3.2 蛍光強度の減衰	．．． 85
4-3.3 蛍光強度の温度依存性	．．． 88
4-3.4 レーザ誘起蛍光法による温度の計測限界	．．． 88
4-3.5 壁面近傍における計測評価	．．． 94
まとめ	．．． 98
使用記号	．．． 98

第5章 加熱された回転円板上淀み点流れの 自然対流支配領域における流動現象

緒言	・・・ 100
5-1 従来の研究	・・・ 101
5-2 実験装置および実験方法	・・・ 102
5-3 実験結果および考察	・・・ 107
5-3.1 可視化実験	・・・ 107
5-3.2 円板温度の時間変化	・・・ 112
5-3.3 時間平均速度分布および温度分布	・・・ 119
5-3.4 速度および温度の変動強度分布	・・・ 119
5-3.5 温度－速度の同時波形	・・・ 126
5-3.6 波形処理	・・・ 131
結論	・・・ 139
使用記号	・・・ 140

第6章 総括

・・・ 142

引用文献	・・・ 145
著者による既発表論文	・・・ 153
謝辞	・・・ 154

第1章 序論

1-1 はじめに

CVD(Chemical Vapor Deposition)法は原料ガスを熱、プラズマ、光などを励起源として用いて反応させ、各種薄膜や微粒子などを合成するプロセスであり、商業的に広く用いられている。しかしながら、その CVD プロセス内の現象は完全に理解されているとは言えず、反応器設計や操作条件の選定においては未だ経験的手法が用いられることが多い。これは実験用と生産用の CVD 装置の間に形状およびスケールにおいて大きな差異がない場合が多く、経験的に最適化された実験装置をそのまま生産用に供することが可能であったこともこうした原因のひとつであると考えられる¹¹⁷⁾。そのため、他の化学反応器と比較して CVD 反応装置のスケールアップ技術には現在まであまり関心が払われていなかった。

しかしながら現在主流である 6~8 インチのシリコンウエハ¹¹⁶⁾¹²¹⁾は、近年の LSI の高集積化¹²⁴⁾に伴い、大口径化が進み、次世代ウエハとして直径 300 mm のシリコンウエハの開発が進められている¹³⁰⁾¹³¹⁾。そのため大型 CVD 装置を開発せざるを得なくなってきたのが現状である。さらに CVD 法ではウエハ上に形成する薄膜の均一性に対して極めて高い品質基準が求められ、スケールアップに伴う歩留まりなどの問題に対処するためにも CVD プロセスについて反応工学的アプローチ⁵⁾⁶⁾とともに CVD 反応装置内の熱流動現象を明らかにすることが急務となっている。

CVD プロセスでは原料ガスとキャリアガスは加熱された基板上を混合気となって流れ、熱分解によって反応中間物を生成し、基板上に Si 結晶に代表される薄膜を形成する。このようなプロセスに用いられる反応器の性能は装置形状、ガス流量、流速分布、基板面上の温度分布および反応ガスの組成などによって決定される。

CVD 反応装置としては従来、水平流型 CVD 装置が多く用いられてき

たが、近年、高速回転基板を用いた装置が注目されている¹⁰⁾⁴³⁾⁶⁹⁾⁹³⁾⁹⁴⁾。水平流型 CVD 装置¹⁵⁾¹⁶⁾¹⁷⁾では基板面上に形成される境界層の厚さは流れ方向に変化するため¹¹³⁾、均一な厚さおよび組成の膜を得ることが困難となるが、回転円板上の流れでは境界層の厚さは一定であるので⁸²⁾、均一な厚さおよび組成の膜が期待できる。さらに基板回転による境界層の制御によって気相反応を緻密に制御できる可能性を有する¹¹⁵⁾。また、装置形状の影響を受けることが少ないことから様々な操作条件で利用できる利点がある。高速回転基板型 CVD 装置はすでに市販品としても広く使用されており、また装置内の現象を理解するために反応を取り入れた熱流動シミュレーションも多数行われている²⁰⁾⁸⁹⁾¹²⁵⁾。

しかし、一般には CVD 法における反応メカニズムはその複雑さのため完全に理解されているとは言えない。さらに流動現象も各々の装置形状に対して数値シミュレーションによって流れ場を計算することは可能となっているが、浮力の影響や乱流遷移の問題など未解決の問題が多い。また、実際の CVD 装置内の温度分布や速度分布を実測することは非常に難しく、実際の現象を数値シミュレーションによってどの程度予測できるかの直接的な判定は出来ていないのが現状である。さらに回転基板上的境界層厚さの均一性は流れが層流で装置外殻の影響が無視できる場合に成り立つ。しかし、実際の反応器では必ずしも理想的な流れが形成されておらず、流れそのものを評価した例は現時点ではほとんど見当たらない。さらに CVD 法を目的とした回転基板上的熱流動について系統的な実験を行った例もまったく無い。したがって、本研究では回転基板型 CVD 装置をモデル化し、回転円板上の熱流動現象について基礎的な実験データを集積することを目的とする。

1-2 既往の研究

回転基板型 CVD 装置に関しては実験的、理論的に様々な研究が存在するが、いずれも Kármán (1921)の無限に広がった流体中の無限回転円板³⁸⁾、いわゆる“free disc”にヒントを得て、解析から得られる理想的な流れを仮定して反応機構を推察するものが多い。Olander (1967)は Ge-I₂ の反応を回転円板型の試験装置を用いて実験し、“free disc”の速度分布を仮定した上で CVD プロセスの反応機構を考察し、実験によって得られた反応律速から拡散律速へ変化する過程を理論的に明らかにしている⁷⁰⁾⁷¹⁾。さらに Olander はこの実験から CVD プロセスにおいては表面反応が非常に重要な役割を果たすことを示した。Sugawara et al.(1972)は Si エピタキシャル成長に回転基板型 CVD 装置を適用し、実験および二次元軸対称の数値シミュレーションを行った⁸⁹⁾。成膜速度の実験値とシミュレーション結果を比較しているが満足な一致は得られていない。さらにこの不一致は円板の有限性と浮力の影響によるものであると結論している。その後も回転円板流れの特性を利用して、反応機構の考察が数多くされている。しかし、“free disc”のような単純化されたモデルを用いた場合、装置の幾何学的形状による影響を考察することができない。Houtman et al. (1986)は縦形 CVD 装置内の熱流動シミュレーションを行い、浮力の影響を調べており、基板の回転を伴わない淀み点流れについては装置形状が流れ場に及ぼす影響が大きいことを報告している³⁶⁾。また、Evans and Greif (1987)は回転基板型 CVD 装置の熱流動解析を行っており²⁰⁾、Houtman et al.が指摘しているような装置形状が基板面上の流動機構に及ぼす影響は回転基板型 CVD 装置においては非常に少ないことを示している。さらに彼らは浮力の効果についても考察しているが、彼らのシミュレーション結果と直接比較し得る実験データは今のところ存在していない。

1-3 本研究の目的と構成

1-2 で述べたように回転基板型 CVD 装置内の熱流動現象についての研究は測定の高難さから数値シミュレーションによってなされることが多く、実験も実装置を用いて成膜速度を計測した例しか見当たらず、直接流れ場を計測した例はほとんど見当たらない。また、シミュレーション結果が実験値と合わない場合にはほとんどすべての研究者が浮力の影響あるいは円板の有限性を原因にあげていることがわかる。しかしながら、現状ではこのような浮力の影響や円板の有限性は十分に研究されているとは言い難い。そこで本研究では有限の円板を用いて流れ場を実測し、さらに回転円板上速度境界層に及ぼす浮力の影響を詳細に調べることを目的とした。

本研究では基板回転型 CVD 装置をモデル化し、一般性を失わせないために円筒容器と回転円板とからなる装置を用いることにした。

成膜が拡散律速条件で行われている場合、成膜速度を上げるためには基板の回転数を増加させるか原料ガスの供給流量を増加させればよいが、当然のことながら回転円板上の厚さ一定の境界層は層流域でしか成り立たない。さらに、装置内に循環流が発生した場合に気相で生成された微細な粒子がウエハ上に付着して薄膜欠陥を生じたり、装置内壁に付着したりする問題が生じる¹²⁴⁾。そこで第2章では、等温場において淀み点流れの速度と円板の回転数の回転円板上層流境界層へ与える影響を流れ場の可視化およびレーザ・ドップラ流速計(LDV)を用いた速度測定により検討した結果について述べる。回転流中にプローブを挿入する接触式の測定方法ではプローブによって引き起こされる乱れのために流れ場を大きく攪乱する恐れがあるので、本研究では速度の測定法として LDV を用いた。

第3章では回転円板上の熱伝達係数の測定を行った結果について述べる。すなわち、流れ場は淀み点流れ支配領域、円板回転による強制対流支配領域、および浮力の影響による自然対流支配領域の3領域に分けられることを示すと共に、それぞれの領域におけるヌッセルト数の整理式について述べる。

次に、さらに詳しく加熱回転円板上の流れ場を明らかにするために、速度分布および温度分布の測定を試みた。速度の測定には上述の LDV を用いた。温度計測法に関しては未だに熱電対を用いた方法が主流となっているが、本研究では回転流中の温度計測法として近年、注目されているレーザ誘起蛍光法(Laser Induced Fluorescence technique; LIF)を採用することにした。第4章では LIF による温度計測の精度評価を行い、特に壁近傍における測定方法を開発した結果について述べる。

第5章ではレーザ誘起蛍光法およびシャドウグラフ法を用いて温度場の可視化を行い、自然対流支配領域で、回転円板上に発生する周方向に伸びた渦列について述べている。

この渦列はこれまでの研究ではその存在を示した例は全く無く、回転流中の浮力によるおこる不安定現象の一つと考えられる。本研究では円板の壁面温度の多点同時測定により、渦の半径方向への移動速度を測定している。さらに渦列の内部構造を考察するためにレーザ・ドップラ流速計とレーザ誘起蛍光法を用いて渦内の速度－温度の同時測定をおこない、得られた時系列データを条件付抽出法により解析することにより、典型的な渦構造を明らかにしている。

第6章では各章における結論を総括している。

第2章 回転円板上淀み点流れの流動特性

緒言

回転円板上の流れについては古くから理論的、実験的に数多くの研究が行われているが、円板の有限性などを考慮しない、いわゆる“無限回転円板モデル(free disc)”にしたがったものがほとんどである。回転基板型 CVD 装置内の流動についても理論的な研究は数多くされているが系統的な実験的研究はほとんど行われていない。さらに、成膜速度の均一性を実現するためには円板上の速度境界層が層流になるように運転しなければならない。したがって、装置内の流動と回転円板上の層流境界層の安定性を評価することが重要となる。

円板上に発達する速度境界層は典型的な 3 次元速度境界層を形成し、層流から乱流への遷移領域では回転円板上に Fig.2-1 に示すような定在渦が発生する^{30)41)~49)}。しかしながら、このような定在渦が発生した場合には Gregory et al. (1955)による China clay を用いた実験³⁰⁾にみられるように定在渦にそって円板上に物質移動係数に分布が生じ、その結果、得られる薄膜の均一性に悪影響を及ぼす可能性が高い。したがって、CVD 装置を運転する際には流れが乱流になる臨界レイノルズ数ではなく、乱流への遷移が始まる遷移レイノルズ数以下に操作条件を設定しなければならない。さらにガス供給流量を変化させると必然的に円板に対する接近流速は変化する。そこで本研究では回転円板上の流れに同じく境界層厚さが一定となる淀み点流れを重ねた場合⁵⁹⁾を考え、接近流速が装置内流動および遷移過程に及ぼす影響を実験的に検討した。

また無限回転円板を対象とした実験と異なり、本研究のように装置内流動を対象とした場合、熱線のようにプローブを流れ中に挿入する測定方法では系内の流れを大きく乱す可能性がある。そこで、本研究では回転円板上境界層の測定においてはほとんど適用例がないレーザ・ドップラ流速計

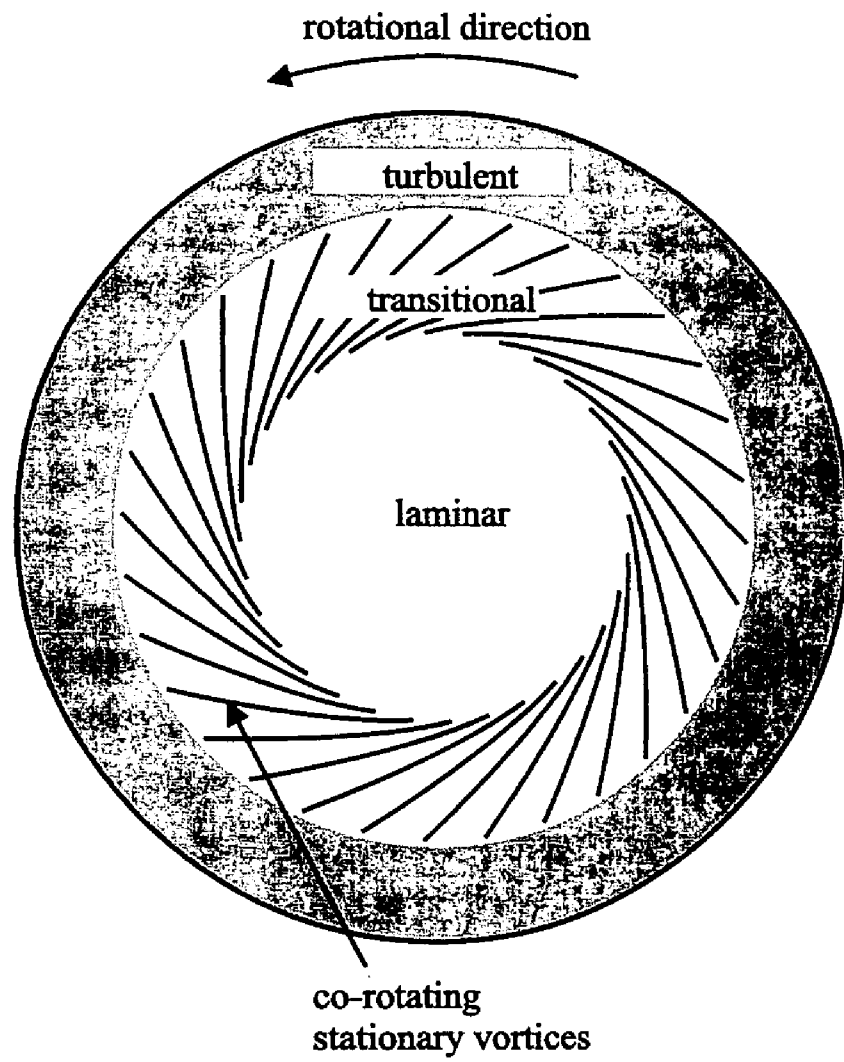


Fig.2-1 Velocity boundary layer on the rotating disc.

を用いて周方向の速度を測定した。また、可視化実験により装置内に発生する2次流について考察し、回転円板に垂直に接近する流れの速度が回転円板上速度境界層へ及ぼす影響を調べた。

2-1 従来の研究

回転円板上に発達する三次元速度境界層は、航空機の後退翼の三次元境界層と同様に固有な横流れ不安定を生ずるので、これについては多くの研究がある⁸⁾³⁴⁾¹¹¹⁾¹¹²⁾。また、回転円板上の流れは“free disc”の相似解が知られているため、理論的研究の対象としても多く取り上げられてきた²²⁾³²⁾⁵⁴⁾⁵⁵⁾⁶¹⁾⁶²⁾。

回転円板上の実験は、Smith⁸⁵⁾が境界層内で円板一回転当たり約32個のピークを持つ周期変動を観測したことから始まる。その後、Gregory et al. は China Clay を用いた可視化実験³⁰⁾から、円板上に固定した一周当たりおよそ30個の螺旋状の縦渦を観察した。一方、彼らと共同研究者の Stuart³⁰⁾ は free disc の速度分布を仮定し、攪乱方程式の粘性項を無視した場合について線形安定性解析を行い、Gregory らの観察した縦渦は円板上に固定されていること、すなわち、位相速度を持たないこと、増幅も減衰もしない中立状態であることを示し、さらに変曲点がちょうど速度0となる特殊な速度分布を課して固有値問題を解いて、縦渦の定量的な予測を試みた。予測した縦渦の傾きは実験結果と一致したが、その渦の数は3~4倍の開きがあった。さらに不安定の始まる遷移レイノルズ数も実験において観察されるものよりも極めて小さかった。そこで Kobayashi et al.⁴¹⁾ は線形安定性解析において、流線曲率とコリオリ力の効果を考えることにより解析を行い、熱線流速計で観測される遷移レイノルズ数に非常に近い結果を得た。さらに彼らは可視化実験により螺旋渦の個数は31~32であり、レイノルズ数が増加するにつれて縦渦の傾きは 14° ~ 7° に減少することを報告している。

また、最近では Kohama (1987), Aubry (1994), Lingwood (1995)によっても

熱線を用いた詳細な測定がなされている^{46)2) 54)}。Table 2-1 にこれまでに報告されている遷移レイノルズ数および臨界レイノルズ数を示す¹¹⁾³⁰⁾¹³²⁾。臨界レイノルズ数は研究者によってばらつきが少なく、遷移レイノルズ数に関しては研究者によって若干のばらつきがあることがわかる。これは測定方法と遷移レイノルズ数の決定方法に違いがあるためと考えられる。本研究で決定した遷移レイノルズ数および臨界レイノルズ数の値については 2-3.4 で述べる。

しかし、これまでの研究で測定されている遷移レイノルズ数は“free disc”を模擬したものがほとんどで装置の有限性などを考慮したものはほとんどない。また、淀み点流れを伴う回転円板上の流れは Tifford and Chu⁹²⁾によって解析的な研究がなされているが、これは“free disc”と同様に常微分方程式の境界値問題を計算するものであって、回転円板上の層流境界層の安定性については考慮していない。したがって、本研究では、円板の有限性および接近流速によって変化する流れ場を詳細に測定した。

Table 2-1 Transitional Reynolds number Re_t and critical Reynolds number Re_c .

Investigators	Transitional Reynolds number Re_t	Critical Reynolds number Re_c	Methods of measurement
Smith (1947)	2.32×10^5	-	Hot wire
Gregory et al. (1955)	1.90×10^5	2.84×10^5	China-clay, acoustical
Gregory and Walker (1960)	1.35×10^5	2.75×10^5	acoustical
Chin and Litt (1972)	1.7×10^5	3.5×10^5	Electrochemical
Φ edopoulos et al. (1976)	4.5×10^4	2.65×10^5	Naphthalene
Kobayashi et al. (1980)	8.8×10^4	3.2×10^5	Hot wire
This Work	1.5×10^5	3.5×10^5	LDV

2-2 実験装置および実験方法

一般に回転円板上の層流境界層の不安定性や乱流境界層の発達に主眼を置いた研究においては回転レイノルズ数を一定にした場合、円板上に発達する速度境界層の厚さは円板直径に比例するために比較的大きな直径(400 ~ 1000 mm)⁴¹⁾⁻⁴⁹⁾ の回転円板が用いられることが多い。また、空気系で円板上に乱流境界層を発達させるためには非常に高い回転数で円板を回転させる必要がある($r=0.1$ m, $Re=4 \times 10^5$ とした場合 4000 rpm 程度)。そのため、装置の振動対策について極めて高い注意が払われなければならない。さらに、測定点を固定して境界層内の速度を計測する場合には回転時の円板の振れおよび表面粗さが速度の測定精度に大きな影響を及ぼす。そのため、表面を高精度に研磨して実験に供することも多い⁵³⁾⁵⁴⁾。本研究では回転流の計測法として非接触計測法を採用したために作動流体としては水を用いた。そのため円板の回転数については比較的小さいが、回転円板の直径を 400 mm とし、回転円板の表面精度には注意を払い製作を行った。

2-2.1 実験装置の概略

Fig.2-2 に本研究に用いた実験装置の概略を示す。装置本体は、内径 580 mm のアクリル製円筒と、直径 400 mm、厚さ 15mm のアルミニウム製回転円板とからなる。

回転円板は直径 30 mm のステンレスシャフトに固定されており、シャフトは 1.5 kW のギヤードモーターによって回転する。振動をさけるためにシャフトとモーターはプーリーベルトによって接続されている。境界層内速度測定において重要となる回転円板の回転時の振れについては、円板表面の任意の点が水平面から上下に偏倚するのは最大で 15 μm であり、回転軸の水平方向へ偏倚は最大で 20 μm である。

円板の回転数はコントローラを用いて変化させた。シャフト側とモーター側のプーリーは同一の直径のものをを用いたのでシャフトの回転速度はモー

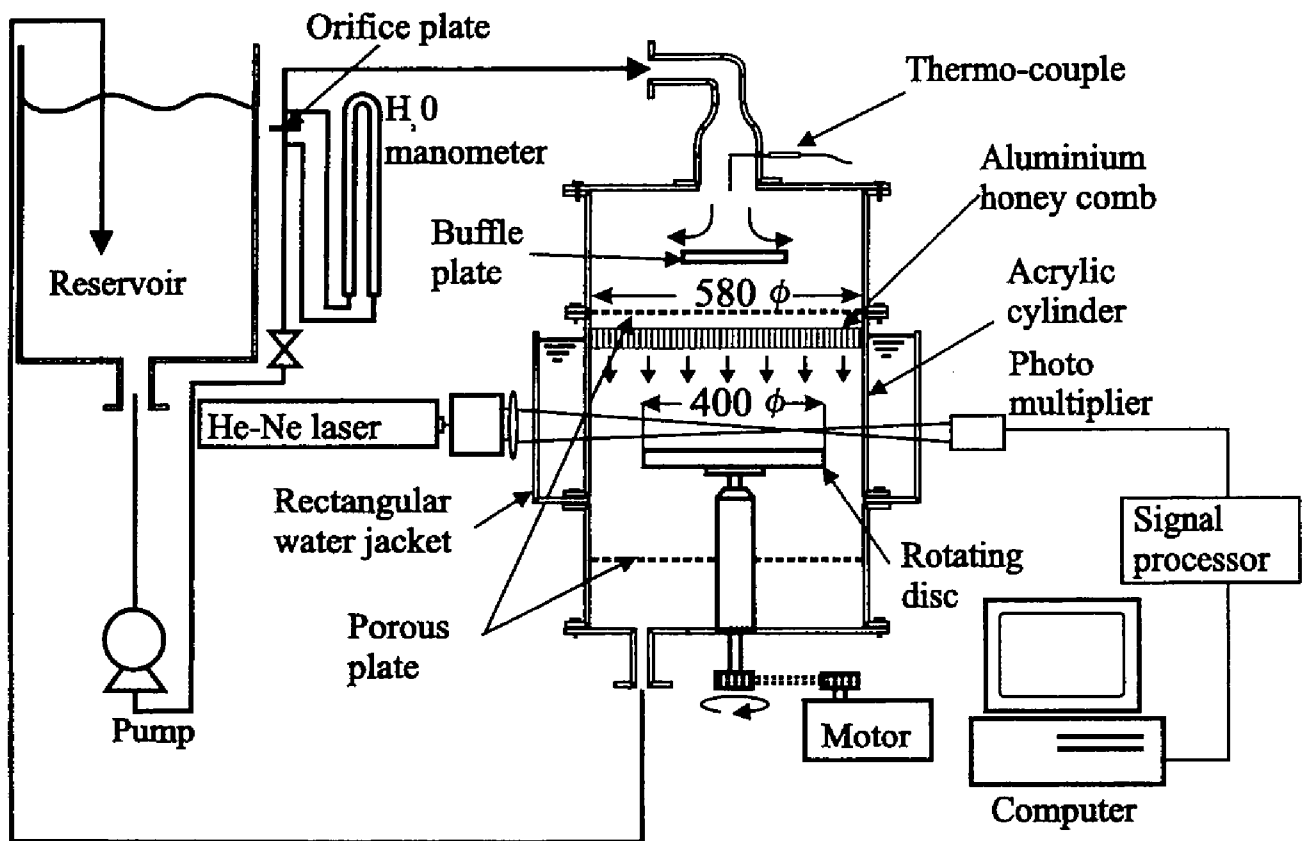


Fig.2-2 Schematic diagram of experimental apparatus.

ターの回転速度と一致する。したがって、円板の回転数はモータに直結させたデジタルタコメータ(オムロン(株), V-20P)を用いて計測した。また、回転数の小さいときにはデジタルタコメータによる計測誤差が大きくなるためにストップウォッチを用いて円板の回転速度を測定した。

作動流体には水を用い、水はステンレスポンプ(西島ポンプ(株), L52-CPE80-16)によってリザーバタンクからアクリル円筒上部に流入し、バッフル板で粗く整流された後、多孔板およびアルミニウムハニカムで一様流にされ、回転円板に垂直にあたる。流体の温度 T は装置入口部でシース型熱電対を用いて測定し、流入水量はオリフィスマノメータによって測定した。

2-2.2 流体の速度計測

流体の速度測定にはレーザ・ドップラ流速計(LDV)を用いた。LDV には一次元流速計測システム(DISA, 55X)を用いた。He-Ne レーザ(波長 632.8 nm)をビームスプリッタで2本の平行なビームに分離した後、一方のビームをブラッグセルを用いて 40 MHz シフトさせた。シフト光と主光の2本のビームを集光レンズ($f=310$ mm)を用いて集光させ、LDV の測定体積を形成した。本実験で使用した光学系において、測定体積はおおよそ $100\ \mu\text{m} \times 1\ \text{mm}$ の回転楕円体となる。

Fig.2-3 に LDV 光学系の配置と計測システムの概略を示す。図に示すように接線方向速度を計測する場合は測定体積を形成する2本のレーザビームは互いに円板に対して平行に設置されている。LDV 光学系を二次元トラバースユニットに設置することにより、高さ方向および円板半径方向に自由に測定点を移動できるようにした。また、この図に示すようにレーザを壁面に対して平行に設置した場合には壁から $100\ \mu\text{m}$ 程度(すなわち測定体積の大きさ程度)まで速度計測が可能であった。しかしながら、壁から 0.5 mm 程度までは比較的ノイズが多く、時系列データおよび乱流諸量の算出には壁からの距離が 0.6mm 以上における測定値を用いた。散乱粒子には粒

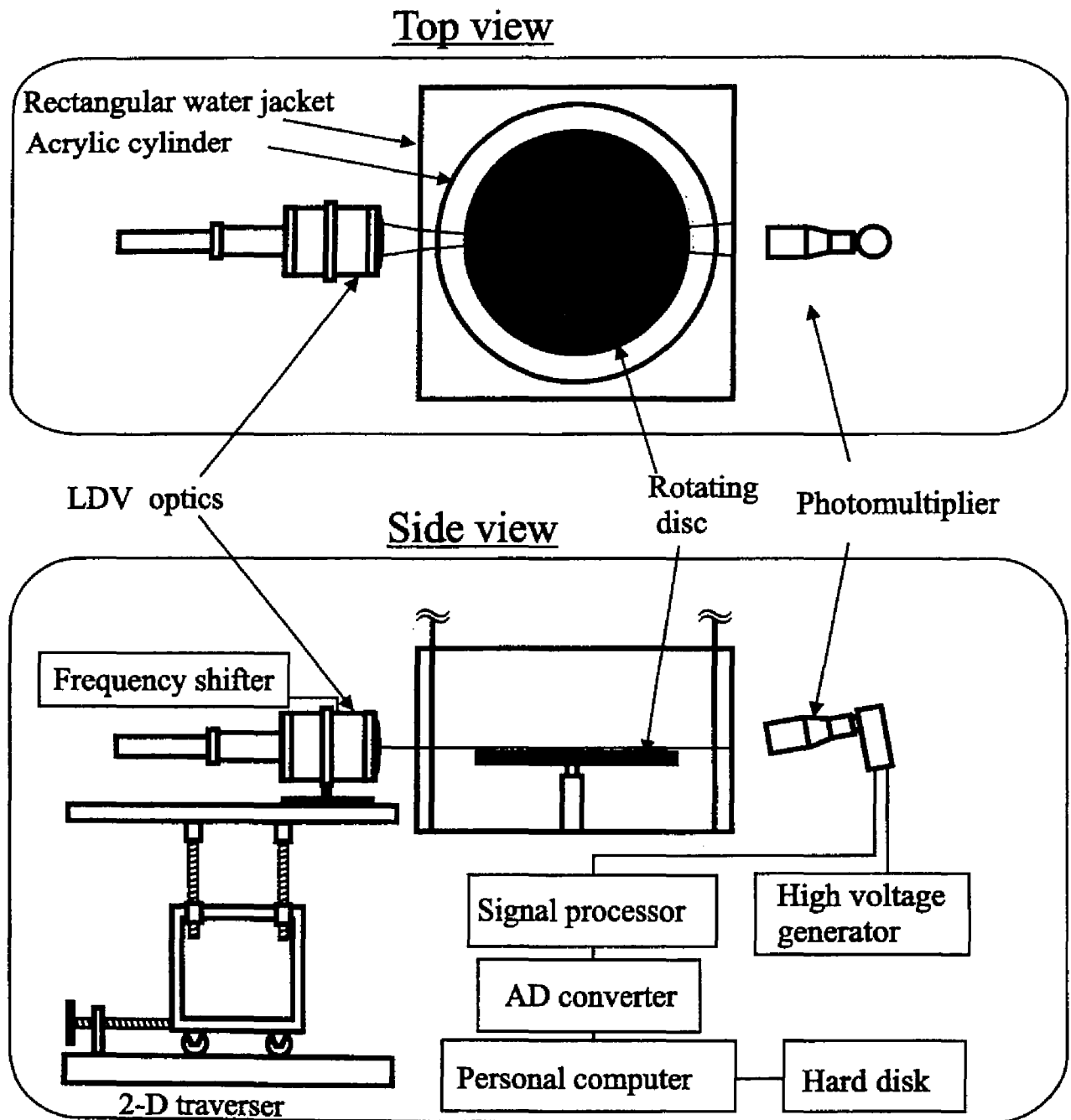


Fig.2-3 Schematic diagram of velocity measurement system.

径 11~15 μm の高分子ポリマー(日本フィライト(株)、エクспанセル DU)を用い、前方散乱によってドップラ信号を光電子増倍管を用いて検知した。なお、レーザの送・受光部の円筒の曲率による屈折の影響を除去するために、テストセクションを直方体の補償水槽によって覆った。

ドップラ信号の処理には速度が小さく乱流強度が小さい場合はトラッカ(DISA, 55L97)を、壁近傍において速度が大きい場合にはトラッカのドロップアウトが急激に増加するためにカウンタプロセッサ(DISA, 55L96)を使用した。信号処理器からのアナログ信号はパーソナルコンピュータに内蔵した AD 変換ボードによりデジタル化した後、ハードディスクに保存した。サンプル数は 2^{14} でサンプル周波数は 300 Hz とした。

実験条件は Table 2-2 に示すように、水の温度は 20 $^{\circ}\text{C}$ 一定とし、円板の回転レイノルズ数は $1.0 \times 10^5 \sim 4.2 \times 10^5$ 、接近流レイノルズ数は 670~4000 の範囲で変化させた。

Table 2-2 Experimental condition

temperature	T	20 °C
rotational Reynolds number	Re	$1.0 \times 10^5 \sim 4.2 \times 10^5$
angular velocity	ω	2.5~10.5 rad/s
approaching Reynolds number	Re_s	670~4000
approaching velocity	$-W_s$	$3 \times 10^{-3} \sim 0.02$ m/s
dimensionless distance between honey comb and rotating disc	H_d^*	1.0
dimensionless radius of the rotating disc	R_o^*	1.45

2-3 実験結果および考察

2-3.1 流れの可視化

境界層内の速度測定に先立って、装置内の大まかな流れ場を把握するためにシード粒子を用いた可視化実験を行った。スリット光を装置の回転軸を含む平面を通るように入れ、そのときの流れの様子をカメラまたは VTR で撮影した。シード粒子には直径 40~60 μm のイオン交換樹脂 (三菱化成 (株), CHP20P) を用いた。

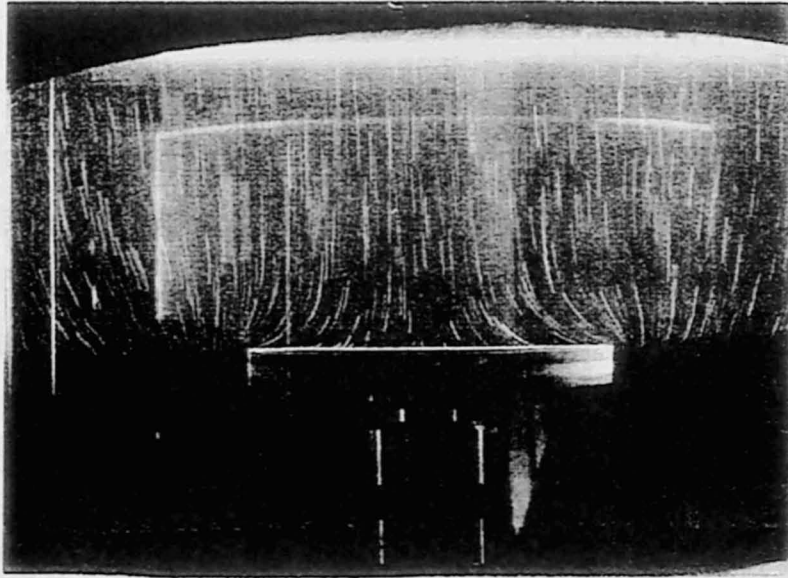
可視化写真の一例を Fig.2-4(a),(b)に示す。(a)の写真は円板の回転レイノルズ数が小さく、円板上部に循環流が形成されない時の流れの様子である。(b)の写真は回転レイノルズ数が大きく円板上部に循環流が生じる時の様子である。Fig. 2-4(b)より、ハニカムから流出した流体は装置中央付近では円板に対してほぼ垂直に流れているが、装置壁と円板との間に二次的な循環流が形成されることがわかる。また、このような循環流を VTR 画像により観察したところ、形成された循環流の大きさおよび循環流の中心位置は時間的に変動することがわかった。また、観察された循環流は左右対称でない場合が多く、流れが回転軸に対して対称になっていない可能性があることがわかった。

以上のような粒子を用いた可視化実験から、装置内の流れ場について領域分けを行った結果が Fig. 2-5 である。縦軸に接近流レイノルズ数 Re_s 、横軸に回転レイノルズ数 Re をとると、可視化によって得られた循環流の生じる境界は実線のようになる。すなわち、実際の接近流レイノルズ数が

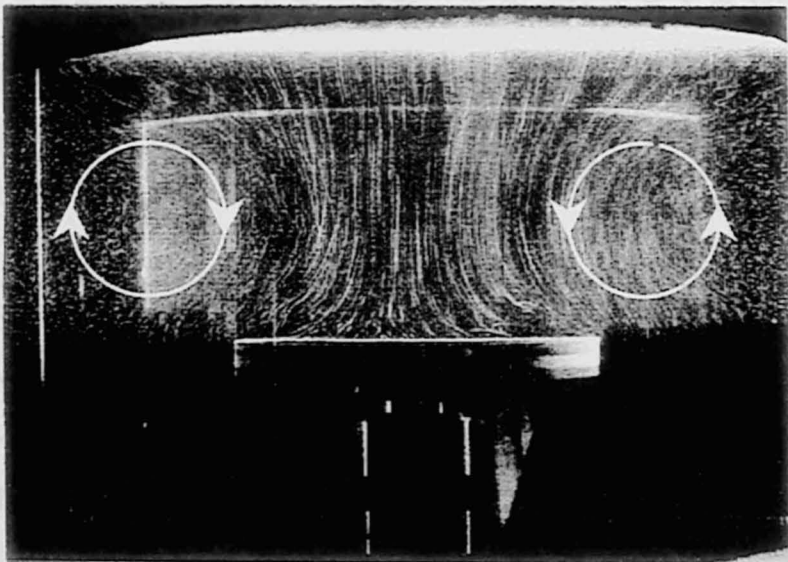
$$Re_s = 0.000624 Re^{1.18} \quad (H_d^* = 1.0, R_o^* = 1.45) \quad (2-1)$$

より計算される値よりも大きければ循環流は存在せず、小さい時に循環流が存在する。

Fig. 2-4(a)および(b)の Re , Re_s の値は Fig. 2-5 の点 A および B に相当する。



(a) $Re_s=700, Re=1.0 \times 10^5$



(b) $Re_s=700, Re=2.3 \times 10^5$

Fig.2-4 Flow visualization.

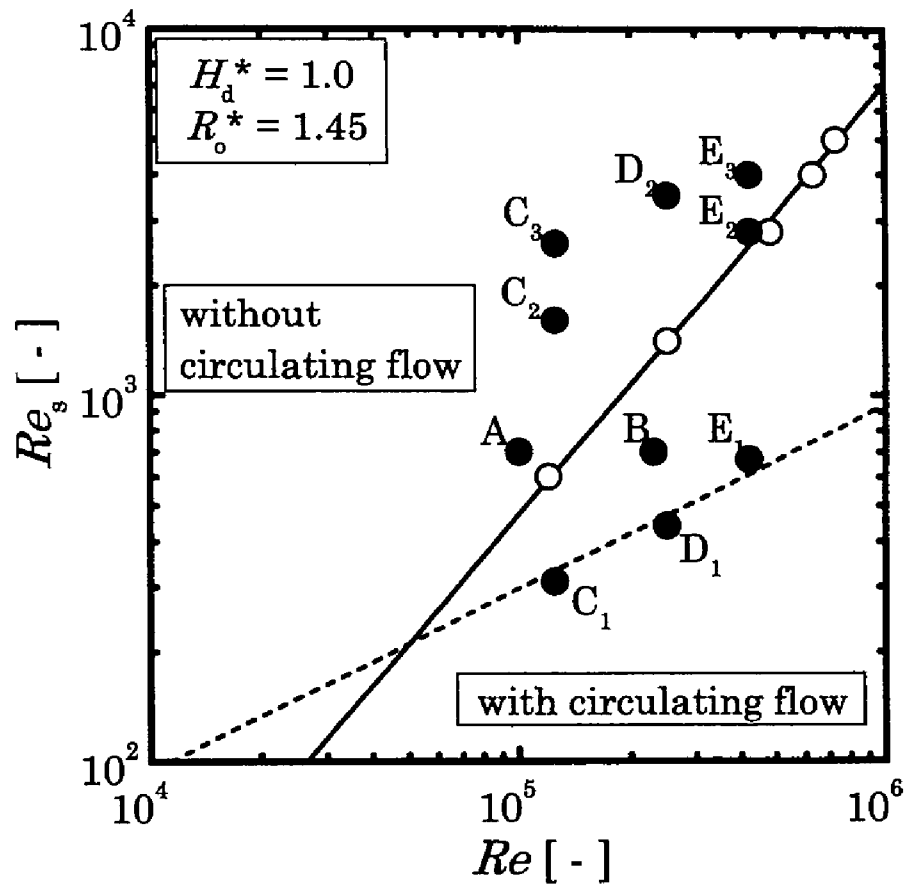


Fig.2-5 Demarcation between the flows with and without circulating flow.

また、無限回転円板の場合、円板回転に伴う遠心力によって流体が半径方向に流れるが、その流量に相当する接近流の流速を w_{∞} とし、これを基準にしたレイノルズ数を Re_{∞} とすれば、

$$Re_{\infty} = 0.886 Re^{\frac{1}{2}} \quad (2-2)$$

である¹⁴⁾。これを Fig. 2-5 に破線で示す。本実験範囲においては式(2-2)で与えられる Re_{∞} よりも大きい Re_c でないと循環流が消滅しないことが分かる。ただし、Fig. 2-5 の実線は円筒内径と円板の直径の比 R_0^* およびハニカムと円板との間の距離と円板直径の比 H_0^* に依存すると考えられるが、これについては今後の課題である。

2-3.2 速度分布

Fig.2-6 に $Re = 1.25 \times 10^5$, $Re_s = 1600$ (Fig.2-5 の点 C_2 に相当) の循環流の発生しない場合の周方向時間平均速度の z 方向分布を示す。図中の実線は free disc についての解析解を示す。図から、 $r^* = 0.6$ において実験値は解析解

$$v/r\omega = G(\zeta) \quad (2-3)$$

とよく一致していることがわかる。すなわち、この実験条件では速度分布は円板の有限性や接近流の影響を受けていないと考えられる。

さらに Fig.2-7 にレイノルズ数を変化させた場合、(Fig.2-5 の点 C_2 , D_2 , E_2 に相当) の循環流の発生しない場合の周方向時間平均速度の z 方向分布を示す。図中の実線は free disc についての解析解を示す。図から、レイノルズ数を変化させても実験値は解析解とよく一致していることがわかる。

Fig.2-8 に回転レイノルズ数を一定にして、接近流レイノルズ数を変化させた場合の $r^* = 0.6$ における周方向時間平均速度の z 方向分布を示す。図から、接近流レイノルズ数が高い場合には実験値は解析解と同様に z が大きくなると速度は 0 に収束するが、接近流レイノルズ数が小さくなると境界層内では実験値は解析解と良く一致するが、境界層の外においてはある一定の値に漸近していることが分かる。これは先に示した可視化実験からも分かるように循環流によって、 z の大きい場所に周方向の運動量が輸送されているためであると考えられる。

Fig.2-9(a),(b)および(c)にそれぞれ $Re = 1.25 \times 10^5$, 2.5×10^5 , および 4.2×10^5 の場合の $z = 1.0 \text{ mm}$ における周方向時間平均速度の半径方向分布を示す。Fig. 2-9 の Re および Re_s の組み合わせは、いずれも Fig. 2-5 の C_1, C_2, \dots, E_3 に相当している。図中に示した実線は無限回転円板の層流の解析解、すなわち式(2-3)による計算値である。破線は円板端の位置を示し、 $r^* = 1.45$ はアクリル円筒の内壁に相当する。

Fig. 2-9(a)より、循環流の有無にかかわらず、速度の実測値は無限回転

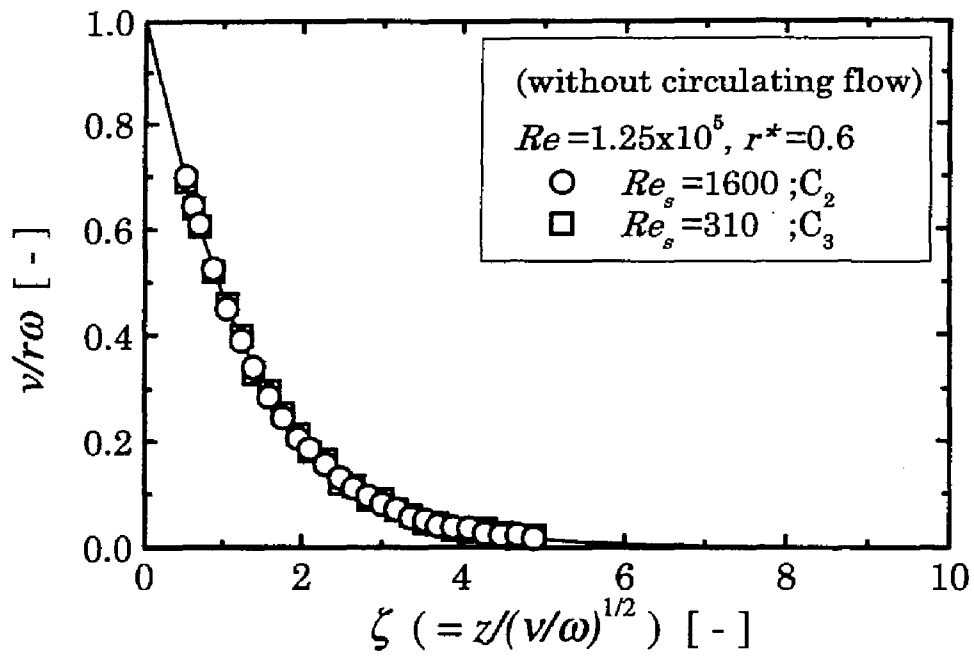


Fig.2-6 Vertical distribution of the time-smoothed circumferential velocity.

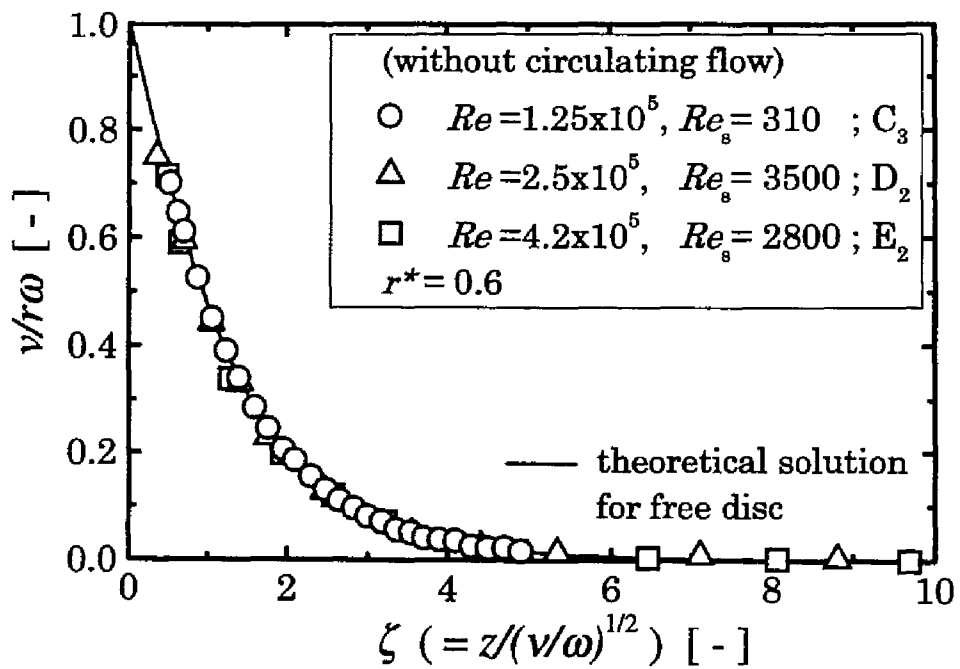


Fig.2-7 Vertical distribution of the time-smoothed circumferential velocity.

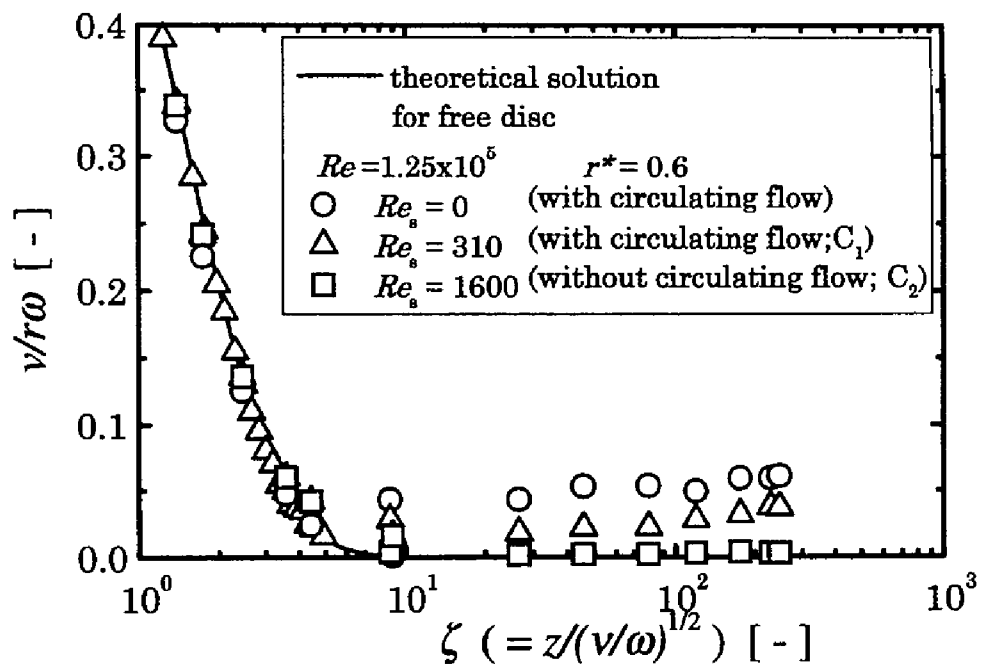


Fig.2-8 Vertical distribution of the time-smoothed circumferential velocity.

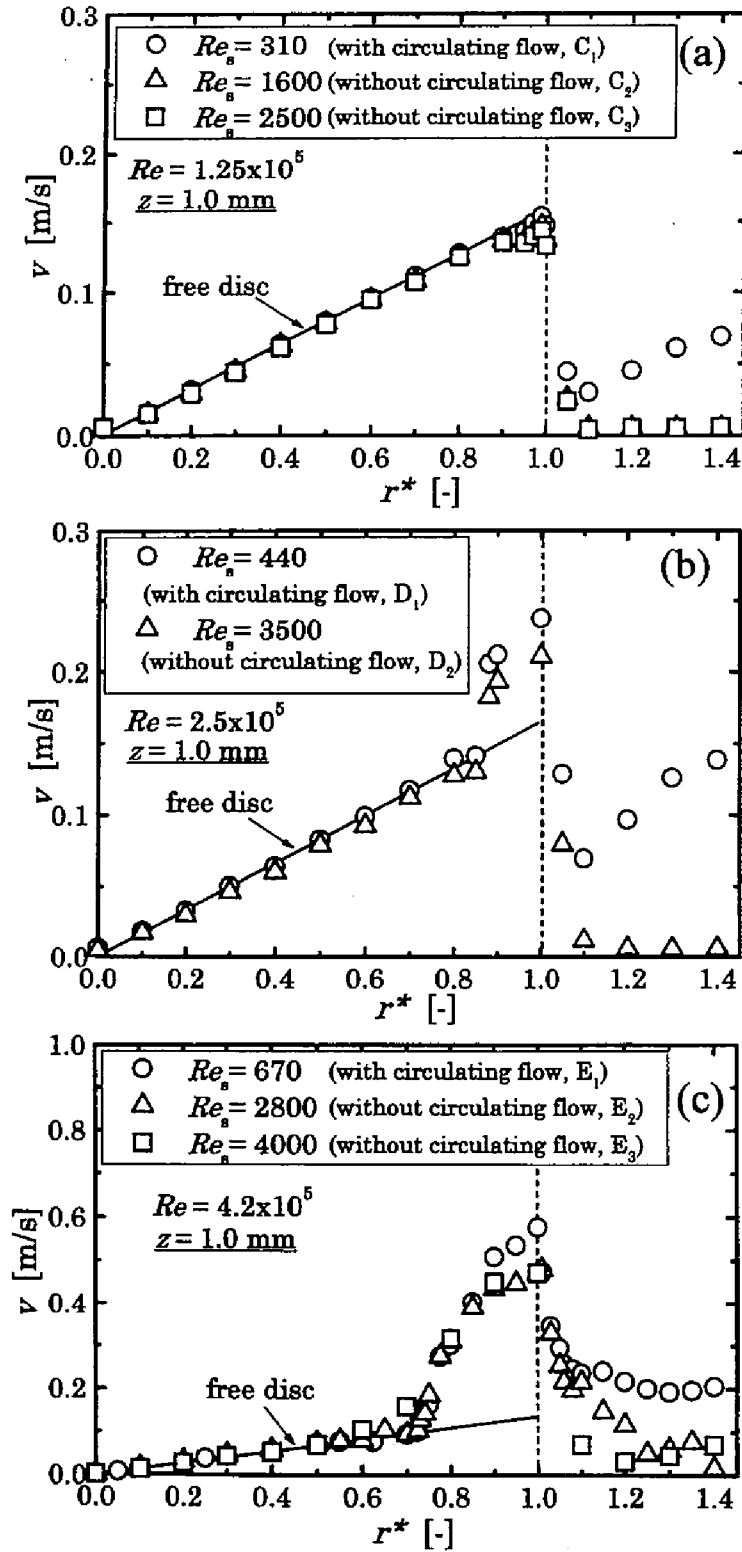


Fig.2-9 Radial distribution of the time-smoothed circumferential velocity.

円板の層流の解析解と $r^* < 0.9$ でよく一致し、 $1 > r^* > 0.9$ ではやや小さい値をとる。すなわち、 $r^* < 0.9$ では円板端や装置側壁の影響のみならず、 Re_θ の影響もなく、無限回転円板と同様にみなすことができる。 $r^* > 1$ では、循環流のない条件 C_2 , C_3 の場合、周方向速度は円板端近傍では周方向運動量が半径方向に輸送されるので完全にゼロにはならず、 r^* の増大と共に単調に減少する。しかし、循環流のある条件 C_1 の場合は $r^* > 1.1$ で周方向速度は逆に r^* の増大と共に大きくなる。これは大きな周方向運動量を持った流体が円板端から遠心力により円筒側壁に向かって流れ、さらに循環流によって円筒側壁に沿って上方に流れて、この円筒側壁近傍の周方向運動量が次に負の半径方向に輸送されていると考えることができるが、その詳細の輸送機構の解明は将来の課題の一つである。

$Re = 2.5 \times 10^5$ の場合は、Fig. 2-9(b)よりわかるように周方向速度は r^* が 0.85 近傍より小さい領域では無限回転円板の層流の解に一致するが、 $0.85 > r^* > 1$ では実測値は解析解より急激に大きくなる。これはこの領域の流れが乱流となり、円板からの周方向運動量の z 方向の輸送量が大きくなるためと考えられる。また、周方向速度は層流領域では循環流の有無には殆ど依存しないが、乱流領域では循環流のある場合(D_1)の方が、ない場合(D_2)よりやや大きい値をとる。 $r^* > 1$ の領域の速度分布は Fig. 2-9(a)と同様である。

Re が 4.2×10^5 の時の周方向時間平均速度は $r^* = 0.70 \sim 0.72$ までは層流の解析解とほぼ一致しており、 $0 < r^* < 0.70 \sim 0.72$ では層流と考えられる。Fig. 2-9(a),(b)と同じく層流域の周方向速度は Re_θ にほぼ無関係である。 $r^* > 0.70 \sim 0.72$ では速度は解析解より大きくなり、この点から乱流へ遷移し始めていると考えられる。 $r^* > 1$ では、循環流のある条件 E_1 の場合、循環流の影響による速度の r^* の増大と共に増大する領域は $1.3 < r^* < 1.4$ と円筒側壁近傍のみとなっている。これは、Fig. 2-9(a),(b)の場合に比べて円板の回転レイノルズ数が大きいので、円板端からの周方向運動量の半径方向への輸送量が大きくなる為 $1.0 < r^* < 1.3$ の領域の速度が大きくなったためと考えられる。一方、循環流のない条件 E_2 の場合においても $r^* > 1.2$ で速度は r^* の

増大と共にやや大きくなる傾向を示す。これは可視化実験では捉えることの出来ない小さな循環流がこの領域で発生している為であると考えられる。

Fig. 2-10 (a),(b)および(c)にそれぞれ $Re = 4.2 \times 10^5$ の場合の $z = 0.6$ mm, 2.0 mm および 10.0 cm における周方向時間平均速度の半径方向分布を示す。 $z = 0.6$ mm における速度は Fig. 2-9(c)の $z = 1.0$ mm の場合と同様に $1 > r^* > 0.70 \sim 0.72$ で層流の解析解より大きく、この領域では乱流であると考えられる。 $z = 2.0$ mm における速度は $r^* > 0.74$ で乱流になっているものと考えられる。 $r^* > 1$ における速度場は $z = 0.6$ および 2.0 mm では Fig. 2-9 (c)と同様である。Fig. 2-10(c)の $z = 10.0$ cm の位置は円板上境界層の外側であり、 $Re_s = 670$ の場合は循環流のほぼ中心の位置である。循環流が存在する $Re_s = 670$ のとき、周方向速度は $0 < r^* < 0.4$ ではほとんど 0 であるが、 $0.4 < r^*$ では r^* と共に増加する。これは明らかに循環流の影響である。また、循環流の存在しない $Re_s = 2800$ のときも、 $r^* > 1$ で周方向速度はやや大きくなる。これは、前述したように可視化実験では判別出来ないような弱い循環流が円筒壁近傍に発生している為であると考えられる。

2-3.3 乱流強度分布

Fig.2-11 に周方向速度の乱流強度の z 方向分布を示す。実験条件は Fig.2-8 と同様である。図から分かるように ζ が小さく、境界層内と考えられる領域では乱流強度は Re_s によらず 0.003 m/s 程度の小さな値をとるが、 $\zeta > 2 \sim 3$ で循環流の生じる場合には、Fig.2-8 の時間平均速度の場合と同様に乱流強度は大きな値を持つことがわかる。これは循環流による速度の揺らぎによるものと考えられる。図は省略するが Fig.2-6,2-7 に対応する境界層内における乱流強度はほとんど 0 となり、本研究の範囲においては循環流が生じても境界層内の速度および乱流強度にはあまり影響を及ぼさないようである。

Fig.2-12 (a),(b)および(c)にそれぞれ $Re = 1.25 \times 10^5$, 2.5×10^5 , および 4.2×10^5 の場合の $z = 1.0$ mm における周方向速度の乱流強度の半径方向分布を示す。

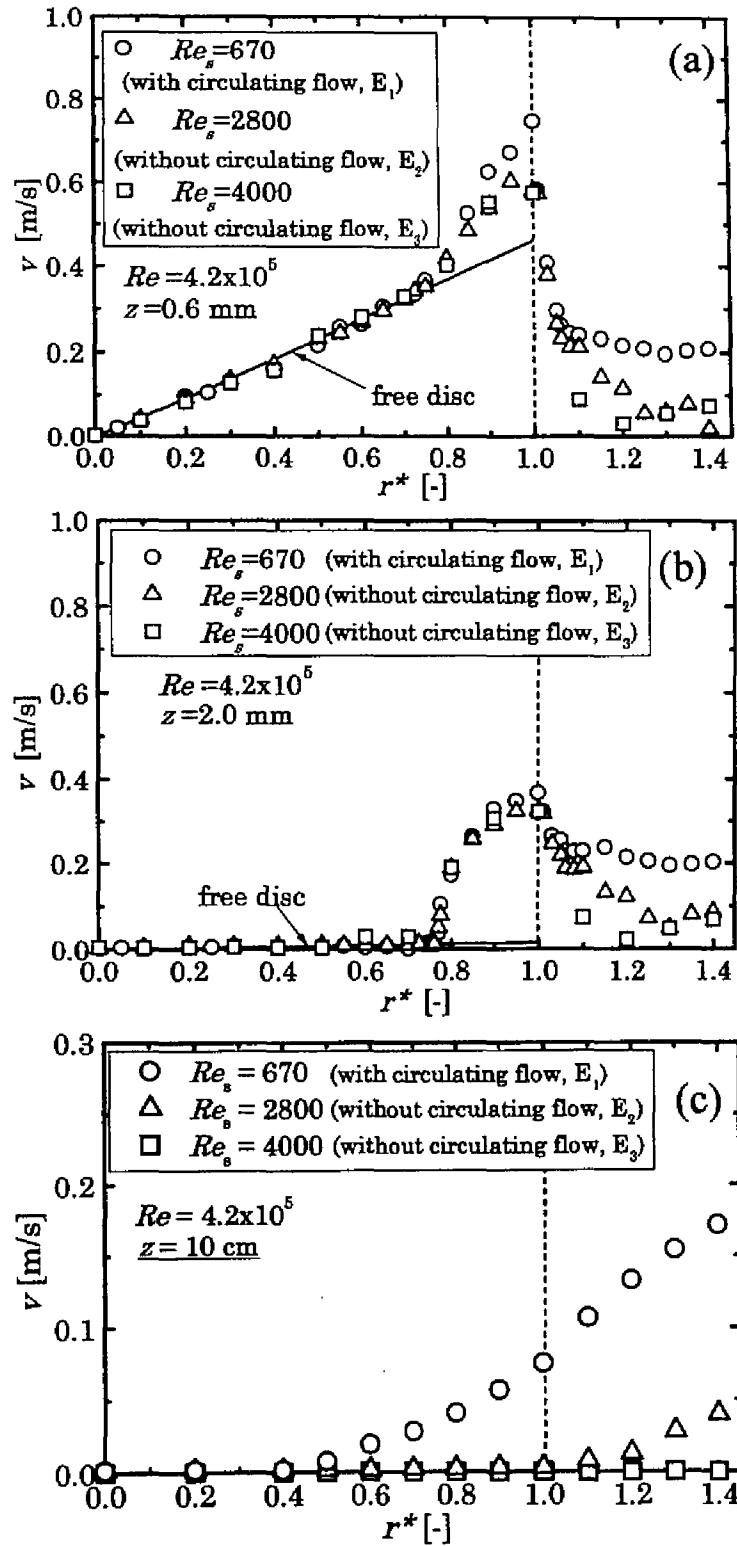


Fig.2-10 Radial distribution of the time-smoothed circumferential velocity.

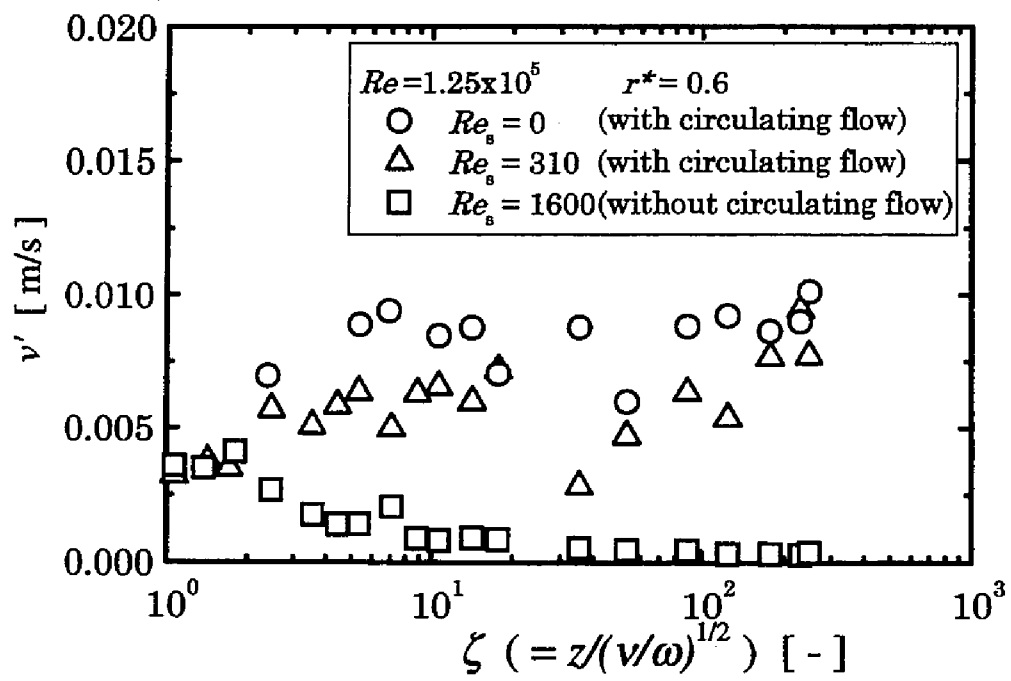


Fig.2-11 Axial distribution of the turbulence intensity of the circumferential velocity fluctuation.

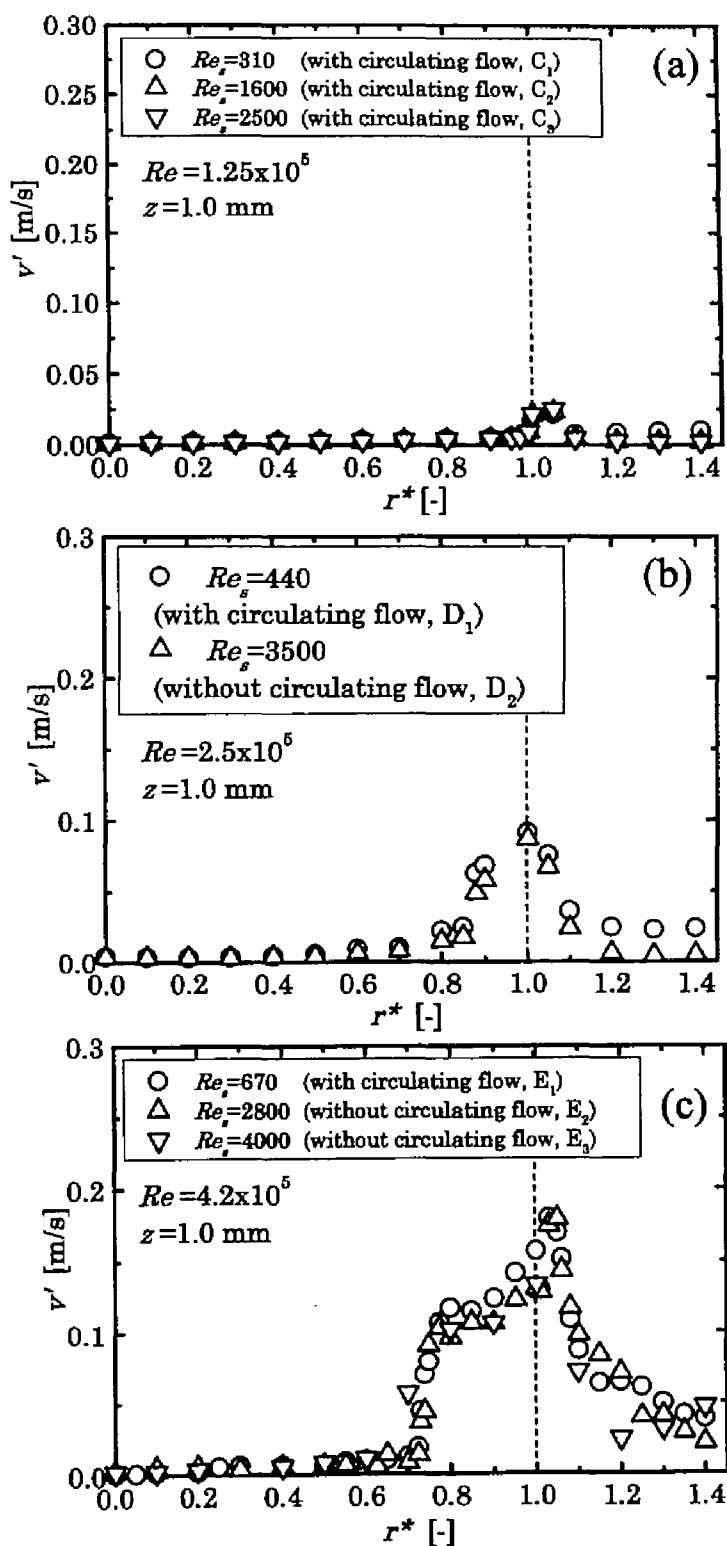


Fig.2-12 Radial distribution of the turbulence intensity of the circumferential velocity.

Fig. 2-9 と同様に Re および Re_s の組み合わせは、いずれも Fig. 2-5 の C_1, C_2, \dots, E_3 に相当している。

Fig.2-12(a)からわかるように乱流強度は円板端近傍で、わずかに上昇する以外は殆ど 0 となり、円板端による乱れを除けば円板上のほぼ全域に層流境界層が発達していることがわかる。しかし、Fig.2-12(b)から $Re = 2.5 \times 10^5$ においては $r^* = 0.6$ 近傍で乱流強度は r^* の増加と共にやや増加し始め、 $r^* > 0.85$ で乱流強度は r^* と共に急激に上昇し、 $r^* = 1.0$ の円板端上方において、最大値を示した後、減少する。 $Re = 4.2 \times 10^5$ の時は、Fig.2-12(c)より乱流強度は $0.8 > r^* > 0.7$ で急激に増大し、 $r^* > 0.8$ で増加割合はやや減少するが、 $r^* = 1.05$ 近傍で最大値をとる。以上のように乱流強度が急激に増加し始める位置は Fig.2-9 に示した時間平均速度が大きくなり始める位置に一致していることがわかる。またいずれの Re においても、 $r^* < 1$ において、乱流強度分布は Re_s の影響をほとんど受けていないことがわかる。しかし、 $r^* > 1$ においては循環流が起こった場合には循環流が発生しない場合に比べて、乱流強度はわずかに大きくなる。これは循環流によるゆらぎのためと考えられるが、今後、詳細に調べる必要がある。

さらに $Re = 4.2 \times 10^5$ 一定で、 $z = 0.6 \text{ mm}$, 1.0 mm および 2.0 mm における乱流強度の半径方向分布を Fig. 2-13 に示す。いずれの場合も乱流強度は r^* の小さい中心近傍では殆ど 0 に近い値をとり、 $z = 0.6 \text{ mm}$ の場合、 $0.63 < r^* < 0.8$ の範囲で乱流強度は急激に増大し、乱流への遷移が始まっていることがわかる。 $r^* = 0.8$ を越えると乱流強度の増加の割合は緩やかになり、この点から外側が完全乱流域であると考えられる。また、 r^* が 1 より少し大きい所で乱流強度が再び大きくなるのは、円板端の効果であると考えられる。 Re_s の乱流強度に対する影響は $r^* < 1$ で循環流のある場合の方が乱流強度はやや大きいようであるが、全体的には Re_s は乱流強度にほとんど影響しないと言ってよい。

$z = 1.0$ および 2.0 mm における乱流強度はそれぞれ $0.7 < r^* < 0.8$ および $0.75 < r^* < 0.8$ の狭い領域で急激に大きくなる点を除けば $z = 0.6 \text{ mm}$ の場合とほぼ同じである。以上より乱流強度が急激に増大し始める r^* の値は z

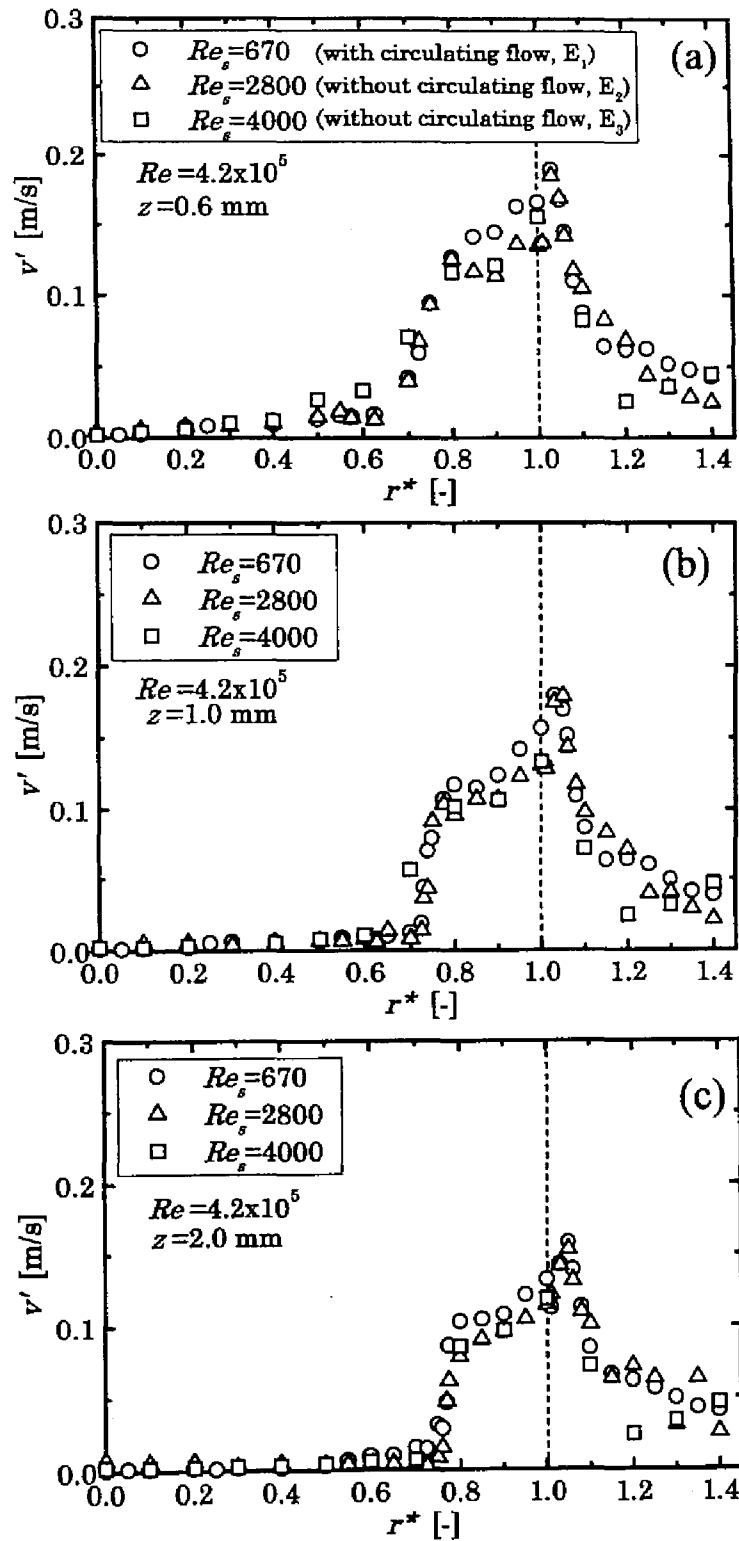


Fig.2-13 Radial distribution of the turbulence intensity of the circumferential velocity.

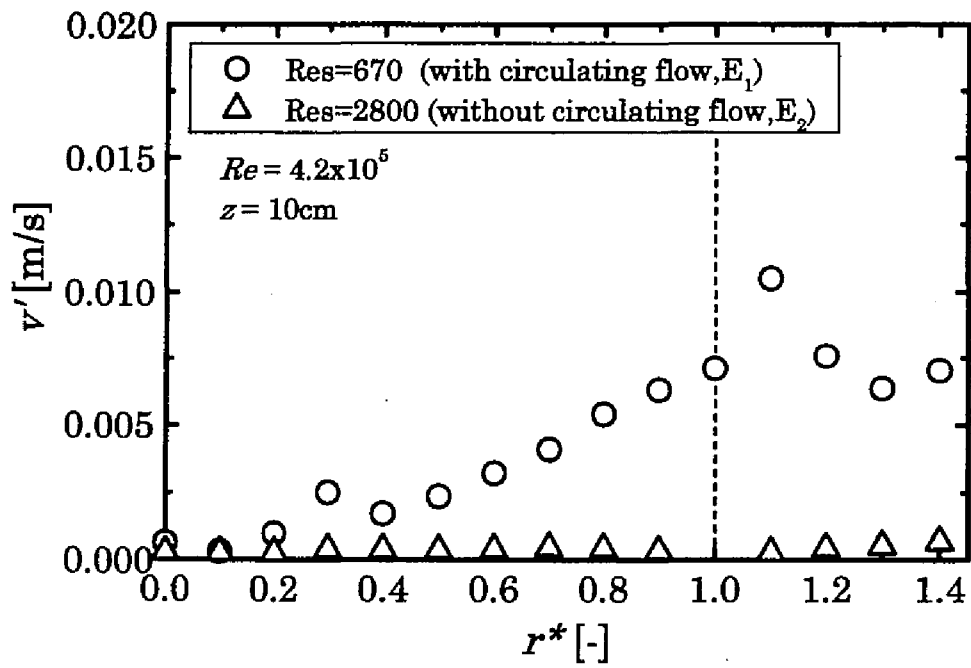


Fig.2-14 Radial distribution of the turbulence intensity of the circumferential velocity.

の増大と共に大きくなるが、その増加割合が再び減少する r^* の値は 0.8 でほぼ一定であることがわかる。 $r^* > 1$ の領域では Fig. 2-13(a),(b),(c)いずれの場合も乱流強度は $r^* \approx 1.03 \sim 1.05$ で極大値をとり、 r^* の増大と共に単調に減少する。さらに Fig.2-14 に $z = 10 \text{ cm}$ における乱流強度の半径方向分布を示す。図からわかるように、循環流がある場合の乱流強度は $r^* = 0.2 \sim 0.4$ でわずかなばらつきは見られるが、ほぼ $r^* > 0.4$ で r^* の増大と共に単調に増加する。さらに $r^* = 1.1$ 近傍で極大値をとり、 $r^* = 1.3$ 近傍で極小値をとる複雑な分布となるが、その詳細な構造は現在のところ分かっておらず、今後の課題である。

2-3.4 遷移レイノルズ数・臨界レイノルズ数

free disc 上の定常流れは次の連続の式および運動方程式により記述できる。

$$(\nabla \cdot \mathbf{v}^{**}) = 0 \quad (2-4)$$

$$(\mathbf{v}^{**} \cdot \nabla) \mathbf{v}^{**} = -\nabla p^{**} + \nabla^2 \mathbf{v}^{**} \quad (2-5)$$

ここで、座標 r^{**}, z^{**} 、速度 \mathbf{v}^{**} および圧力 p^{**} は代表長さ $\sqrt{\nu/\omega}$ および代表速度 $\sqrt{\nu\omega}$ で無次元にしたものであり、 u^{**}, v^{**}, w^{**} はそれぞれ \mathbf{v}^{**} の r^{**}, θ および z^{**} 方向の速度成分である。

境界条件は次式で表される。

$$\left. \begin{array}{lll} r^{**} = 0 & u^{**} = 0, \quad v^{**} = 0, \quad \frac{\partial w^{**}}{\partial r^{**}} = 0 \\ z^{**} = 0 & u^{**} = 0, \quad v^{**} = r^{**}, \quad w^{**} = 0 \\ z^{**} = \infty & u^{**} = 0, \quad v^{**} = 0, \quad w^{**} = \text{finite}, \quad p^{**} = 0 \end{array} \right\} \quad (2-6)$$

式(2-4)-(2-6)より、解は層流、乱流にかかわらず次式のような形になる。

$$\left. \begin{aligned} v'' &= v''(r'', z'') \\ p'' &= p''(r'', z'') \end{aligned} \right\} \quad (2-7)$$

すなわち、無次元の速度および圧力は $r'' \equiv \sqrt{Re_r}$ および $z'' (\equiv \zeta)$ の関数である。層流の場合の θ 方向の速度成分 v'' は次式で表される。

$$v'' = r'' G(z'') = \sqrt{Re_r} G(\zeta) \quad (2-8)$$

これは式(2-3)と同じ式である。

式(2-8)より、層流では $v''/r'' (=v/r\omega)$ は ζ のみの関数となることがわかる。一方、乱流では式(2-7)より、 v''/r'' はやはり $r'' \equiv \sqrt{Re_r}$ と ζ の関数である。従って、層流から乱流への遷移を調べる為には、 ζ をパラメータとして $v''/r'' (=v/r\omega)$ の Re_r に対する変化を調べるのが便利であると考えられる。

Fig.2-15 に $v/r\omega$ を Re_r に対してプロットした結果を示す。なお、図中の破線および実線はそれぞれ、層流の解析解および円板端における Re_r の値を示している。Fig.2-15 から、無次元速度 $v/r\omega$ は Re_r の小さい領域ではほぼ一定値をとり、 $\zeta=1.77$ のデータを除いて $1.6 \times 10^5 < Re_r < 2.2 \times 10^5$ において無次元速度は急激に上昇していることがわかる。すなわち、この領域において乱流へ遷移していると考えられる。この遷移がおこる Re_r は ζ によって変化すると考えられるが、Fig.2-15 からは遷移レイノルズ数に対する ζ の依存性はあまり顕著には分らない。

乱流強度を Re_r に対してプロットしたものを Fig.2-16 に示す。この図から $\zeta=1.94$ のときは $Re_r=1.6 \times 10^5$ 、 $\zeta=2.50$ のときは $Re_r=1.8 \times 10^5$ 、 $\zeta=3.24$ のときは $Re_r=1.8 \times 10^5$ 、 $\zeta=5.0$ のときは $Re_r=2.0 \times 10^5$ 、 $\zeta=6.48$ のときは $Re_r=2.2 \times 10^5$ で乱流強度が急激に増加していることがわかる。以上から、層流から乱流へ遷移し始める Re_r の値、すなわち遷移レイノルズ数 Re_r は ζ の値の増加と

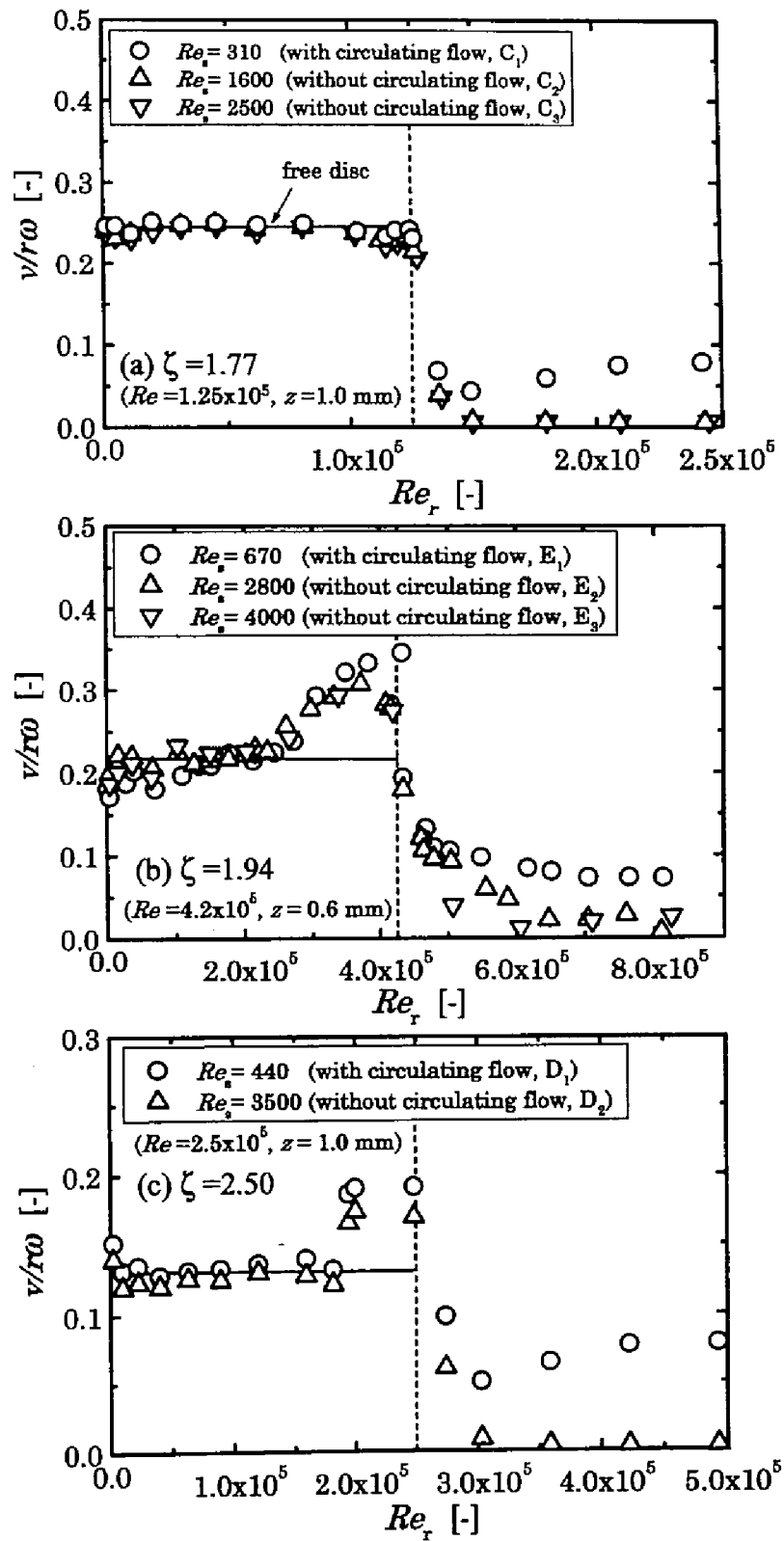


Fig.2-15 Variation of the time-smoothed circumferential velocity with local rotational Reynolds number.

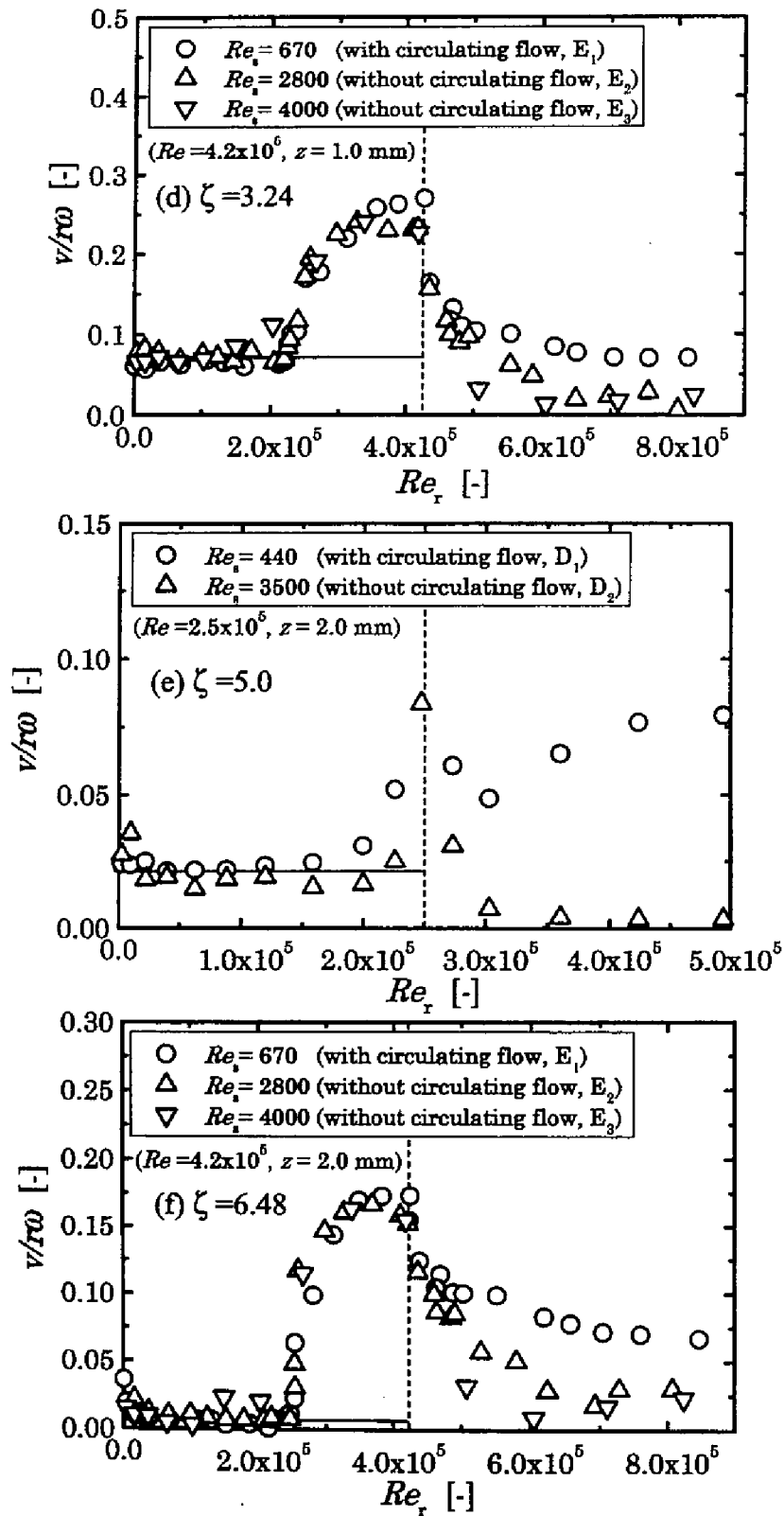


Fig.2-15 Variation of the time-smoothed circumferential velocity with local rotational Reynolds number.

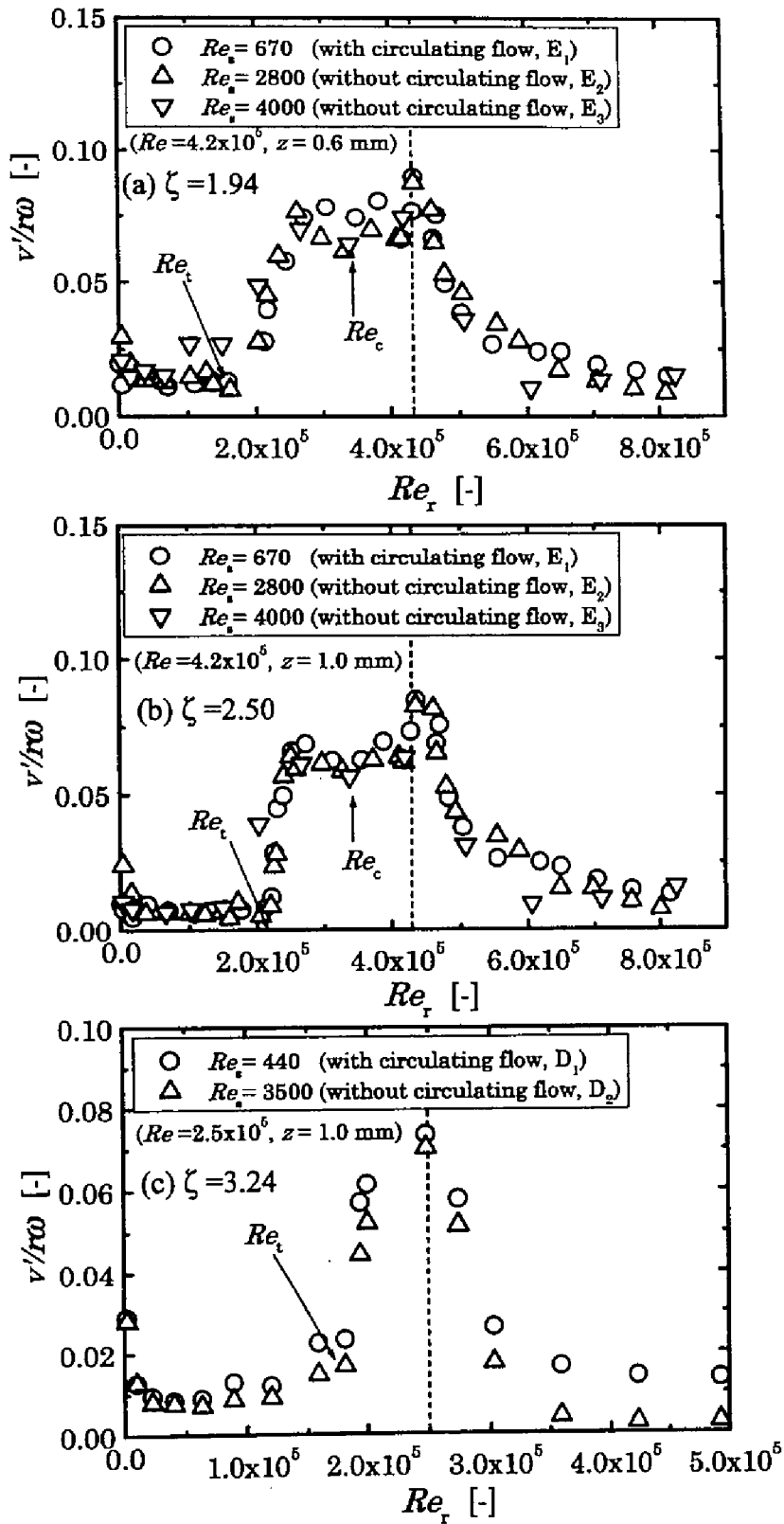


Fig.2-16 Variation of the turbulence intensity of the circumferential velocity fluctuation with local rotational Reynolds number.

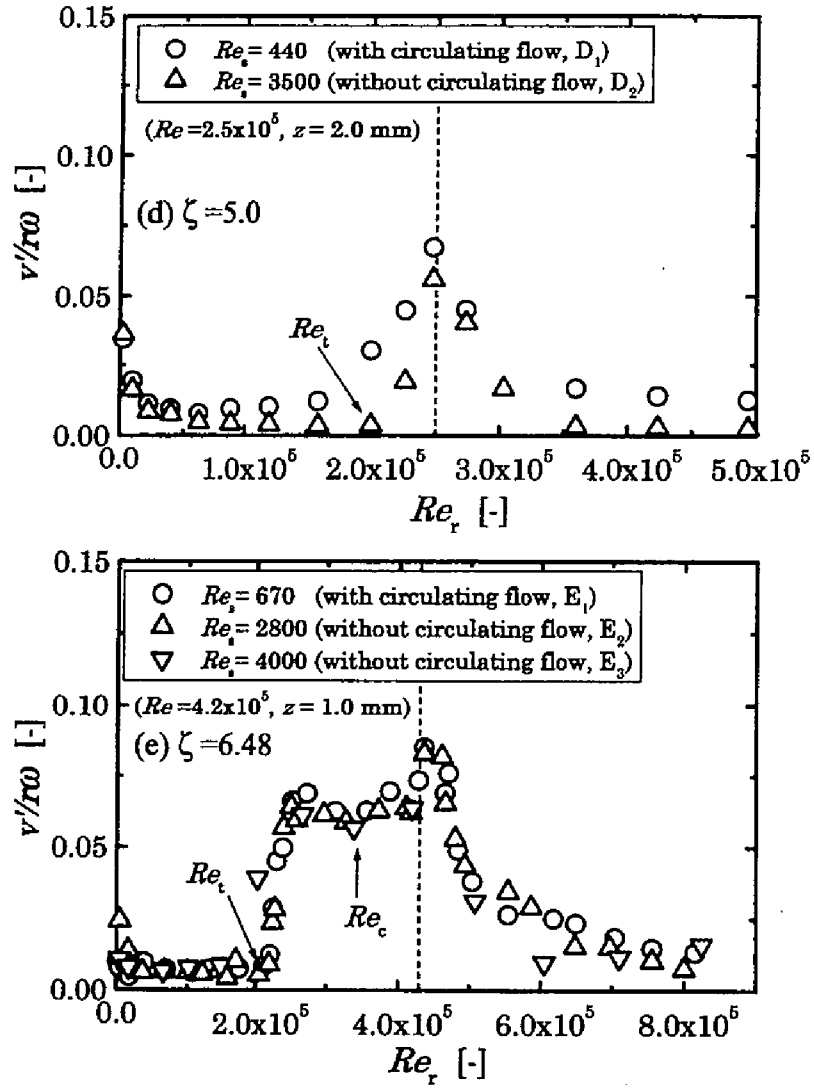


Fig.2-16 Variation of the turbulence intensity of the circumferential velocity fluctuation with local rotational Reynolds number.

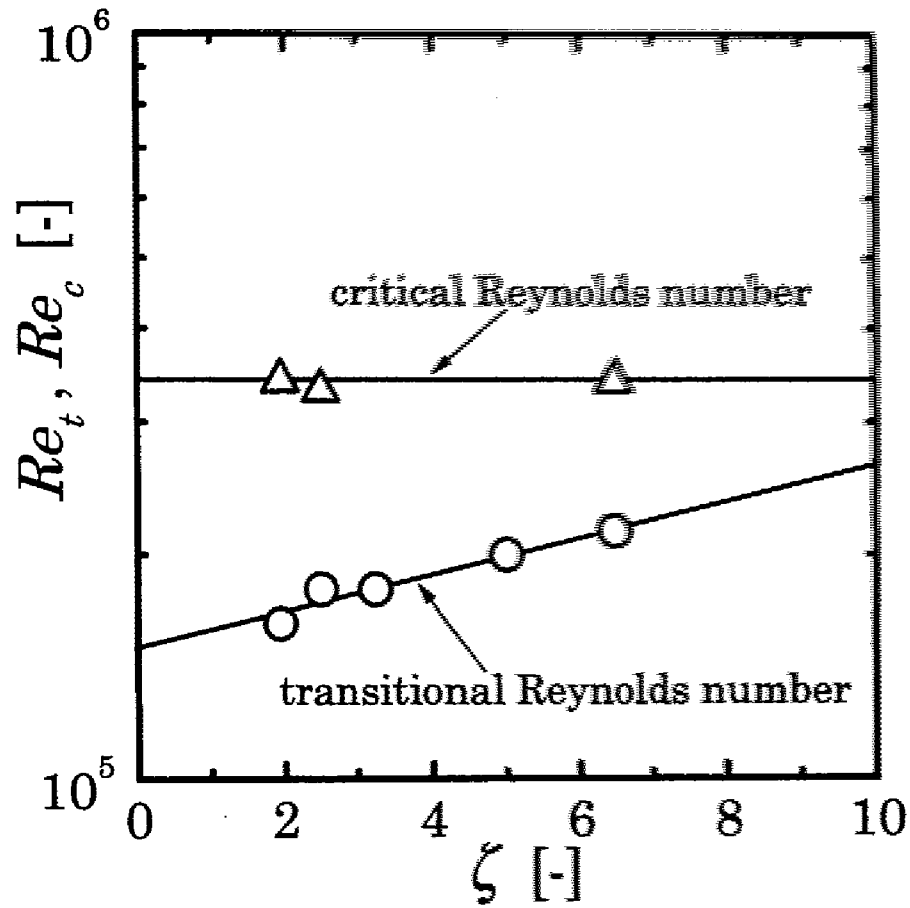


Fig.2-17 Variation of the transitional Reynolds number with the dimensionless distance from the rotating disc surface.

共に増大する傾向があることがわかる。そこで Fig.2-17 に Re_t を τ に対してプロットしたものを示す。Fig.2-17 より $\tau \rightarrow 0$ に外挿した Re_t の値は 1.5×10^5 であり、 Re_t がこの値に達した時、回転円板上で乱れが発生し始めるものと考えることができる。

一方、Fig.2-16(a),(b),(c)等に顕著に見られるように、乱流強度が遷移レイノルズ数で急激に増加し、極大値をとった後、やや減少するが、再び増加し始める。この再び増加し始める Re_t を臨界レイノルズ数 Re_c と定義する。Fig.2-17 に Re_c もプロットした。Fig.2-17 より、臨界レイノルズ数は遷移レイノルズ数と異なり、 $Re_c = 3.5 \times 10^5$ で一定であることがわかる。

2-3.5 速度変動のパワースペクトル

$r^* = 0.8$, $z = 0.6$ mm, $Re_t = 310$ の場合の層流、遷移、乱流の各々の領域における速度の時系列データを Fig. 2-16 に示す。この図からわかるように $Re_t = 2 \times 10^5$ では規則的な変動が生じ、これは Fig.2-1 に示した遷移渦に対応していると考えられる。また $Re_t = 4 \times 10^5$ では乱流変動していることがわかる。

今、周方向速度 $v(t)$ を次式のように有限フーリエ級数で表す。

$$v(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{k=1}^{N-1} (A_k \cos 2\pi n_k t + B_k \sin 2\pi n_k t) + \frac{A_N}{2} \cos 2\pi n_N t \quad (2-9)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} A_k &= \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{2N-1} v(t_i) \cos 2\pi n_k t_i \\ B_k &= \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{2N-1} v(t_i) \sin 2\pi n_k t_i \end{aligned} \right\} \quad (2-10)$$

であり、 $n_k = k/2N \Delta t$, $t_i = i \Delta t$ である。 $2N$ はサンプリング数であり、 Δt はサ

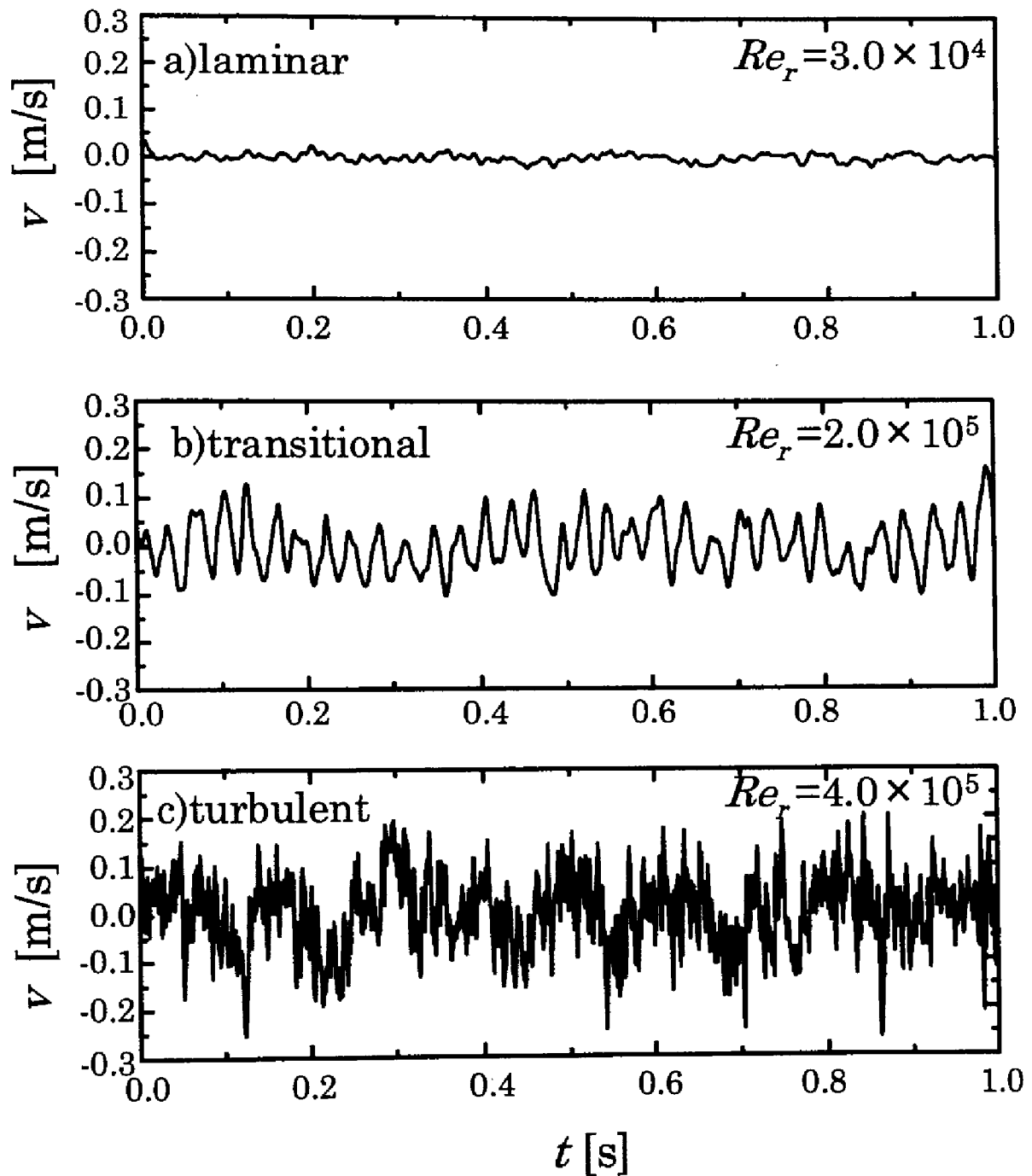


Fig.2-18 Velocity fluctuation for various local rotational Reynolds number.

ンプリング間隔である。パワースペクトルは

$$E_v(n_k) = (A_k^2 + B_k^2)/2 \quad (2-11)$$

で表される。

$Re_\tau = 2 \times 10^5$ の時の速度変動のパワースペクトルを Fig. 2-19 に示す。ただし、図中の記号では添字 k は省略してある。図からパワースペクトルは円板の回転数 $\omega/2\pi$ の約 28 倍に強いピークを持ち、遷移渦が Fig.2-1 に示すように円板上に固着して発生すると考えると、回転円板上には 28 個の遷移渦が発生していることになる。これは無限回転円板を模擬した実験で得られている 28~32 個ともほぼ一致しており、遷移機構は無限回転円板上のものとはほとんど同様とみなしてもよいことがわかる。また、 $Re_\tau = 4.0 \times 10^5$ の時の速度変動のパワースペクトルを Fig. 2-20 に示す。図から遷移領域とは異なり、パワースペクトルは明確なピークを持たず、周波数が 100~200Hz より大きい領域ではパワースペクトルは周波数の増大と共に単調に減少するようになり、乱流に移行していることが分かる。

Fig.2-21 に $Re = 4.2 \times 10^5$, $z = 10$ cm, $r^* = 0.8$ で循環流のある $Re_\tau = 670$ の場合の速度変動のパワースペクトルを示す。図から円板回転数 $\omega/2\pi$ の約 1/2, 1/3, 1/6 倍に強いピークを持つ、長周期の変動が起こっていることがわかる。これは Fig.2-4(b)に示したような循環流がゆっくりと変動することによるものと考えられる。このような変動を伴う循環流は、実際の CVD 装置では一部の化学種の円筒壁への析出等で問題になるので、今後更に詳細に調べる必要がある。

2-3.6 乱流境界層

円板上に乱流境界層が形成されている場合の周方向時間平均速度の z 方向分布を Fig.2-22 に示す。図は壁法則表示で表されており、実線は円管内乱流の速度分布を表している。図からわかるように回転円板上の乱流境界

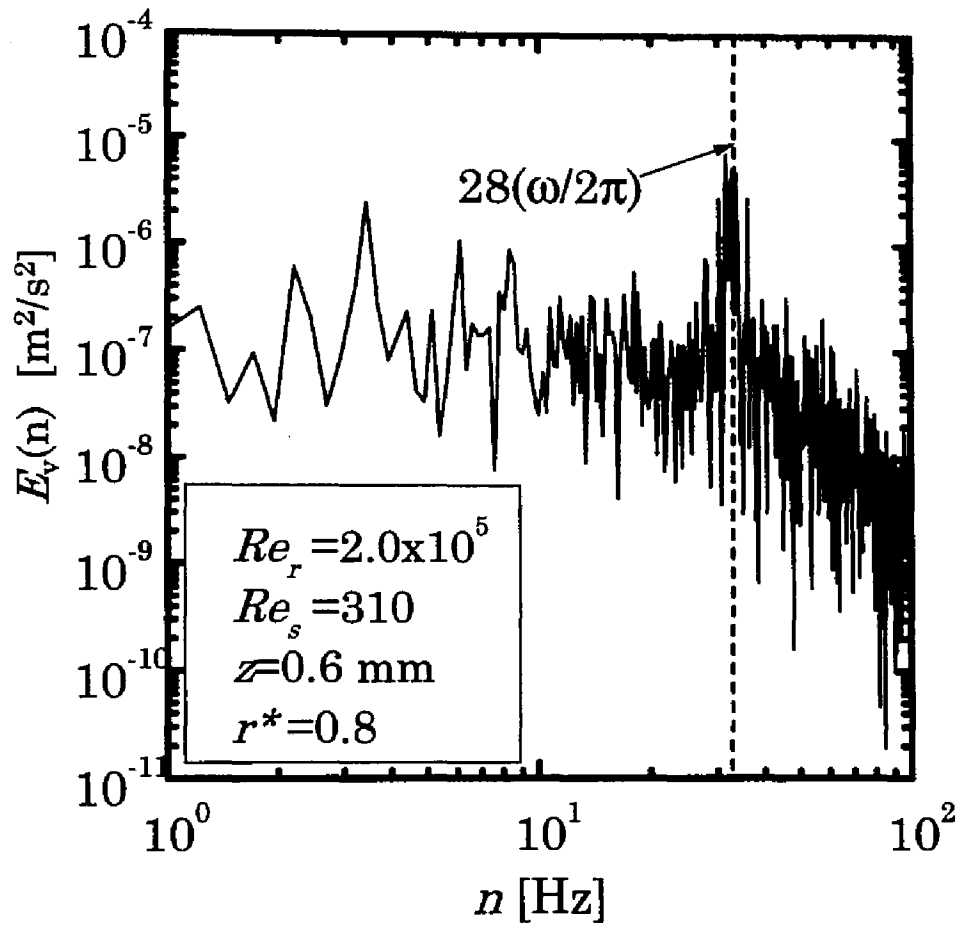


Fig.2-19 Power spectrum of the velocity fluctuation in the transitional flow.

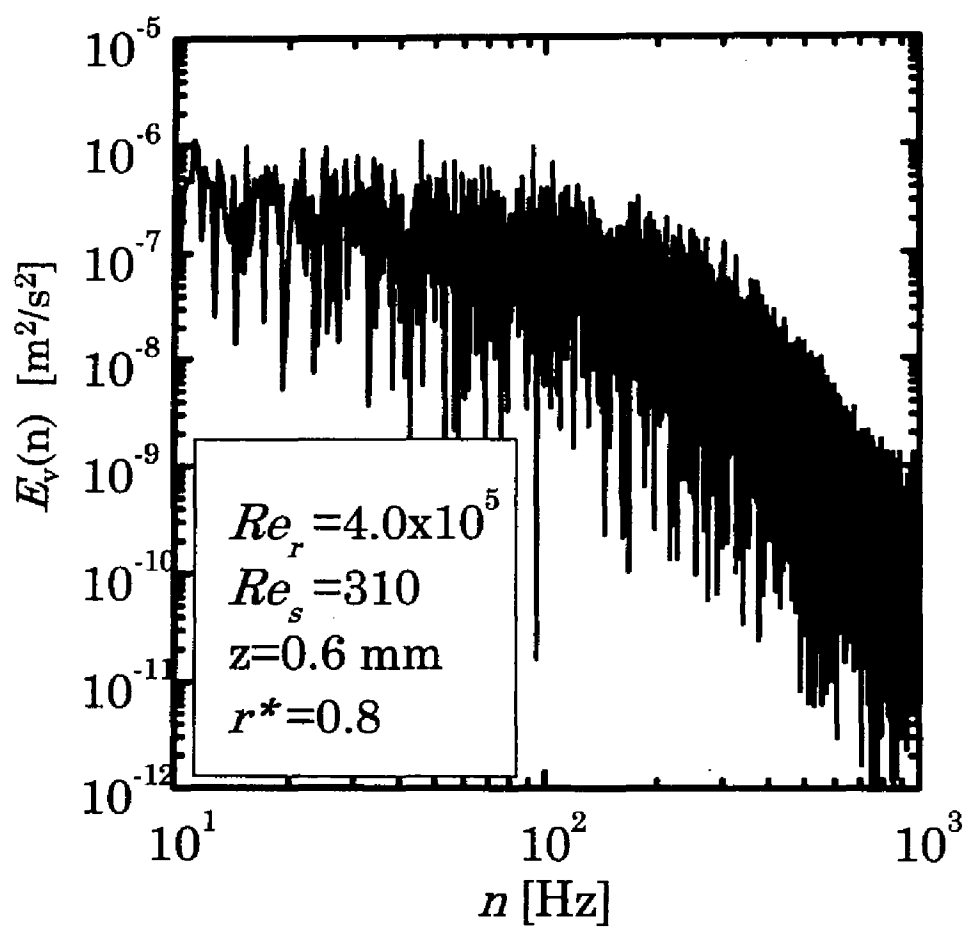


Fig.2-20 Power spectrum of the velocity fluctuation in the turbulent flow.

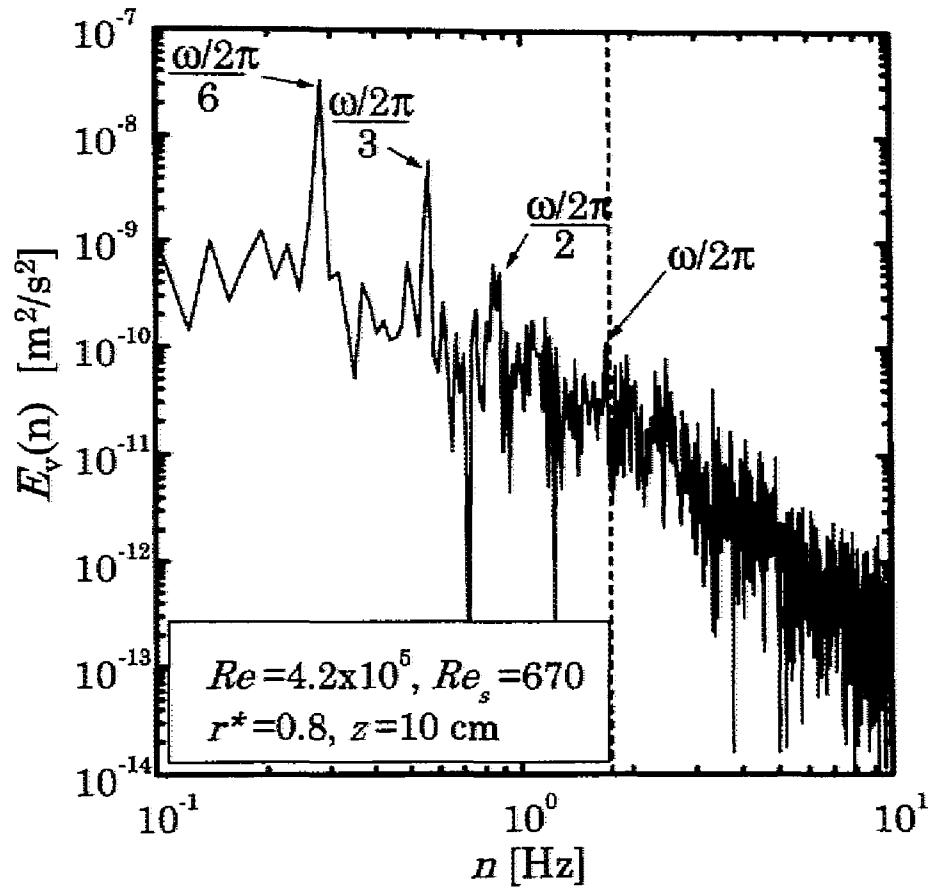


Fig.2-21 Power spectrum of the velocity fluctuation in the flow with circulating flow.

層の速度分布は円管内乱流の速度分布に良く一致していることがわかる。これはまた空気系において回転円板上の乱流境界層を熱線プローブを用いて計測した結果とも良く一致する⁵⁶⁾⁵⁷⁾。したがって、回転円板上の乱流境界層では対数速度分布が成立することがわかる。なお、 Re_τ の影響については Figs.2-9,2-10 よりわかるように乱流の速度分布には余り影響を及ぼさない。

さらに $Re_\tau=3.5\times10^5$ における周方向速度の乱流強度の z 方向分布を示す。図中の実線は伊藤ら¹⁰³⁾の free disc を模擬した実験結果を示している。図から、本研究の実験データは伊藤らの値と比較して $z < 2$ では 30%程度大きいものの $2 < z < 10$ においてはほぼ同じ傾向を示しており、この部分については乱流強度には Re_τ はほとんど影響していないことがわかる。しかし、乱流強度は $z > 10$ において、わずかに伊藤らの結果と異なり、循環流の影響を受けていると考えられる。

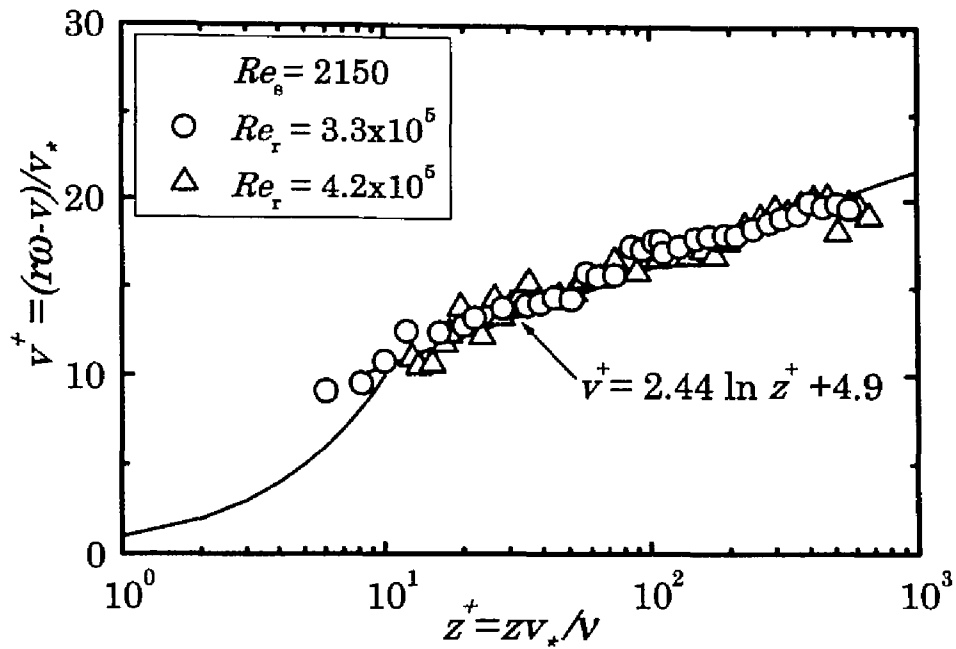


Fig.2-22 Axial distribution of the circumferential velocity.

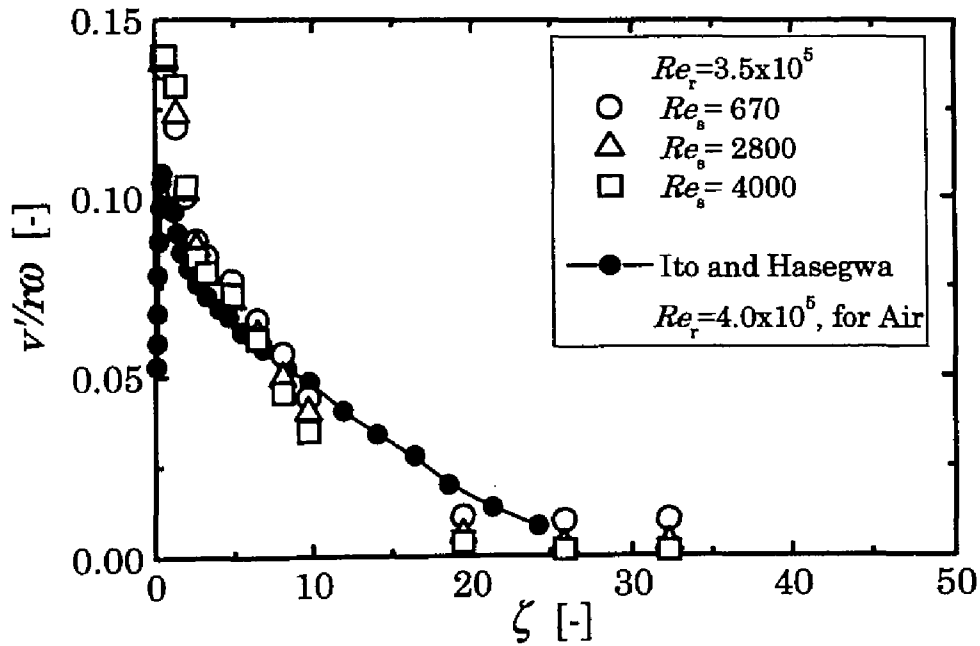


Fig.2-23 Axial distribution of the turbulence intensity of the circumferential velocity fluctuation in the turbulent flow.

結論

基板回転型 CVD 装置の基礎研究として、円筒容器内の水平回転円板に垂直に流体が流れる場合の流動について可視化実験および境界層内速度分布を測定した。その結果、以下の結論を得た。

- 1) 円板の回転レイノルズ数に比べ、円板に垂直に接近する流体のレイノルズ数が小さい時、円板上方に循環流が発生し、この循環流は円板の回転周期の $1/2 \sim 1/6$ 倍程度の周波数でゆっくり変動する。
- 2) 本実験系では、層流から乱流への遷移レイノルズ数は 1.5×10^5 であり、臨界レイノルズ数は 3.5×10^5 である。 $1.5 \times 10^5 < Re_\tau < 3.5 \times 10^5$ の遷移領域では円板回転周波数の約 28 倍の周波数の速度変動が卓越し、回転円板上には周方向に約 28 個の渦が存在すると考えられる。さらに本実験においては循環流の存在は境界層の遷移レイノルズ数に与える影響はほとんどなかった。
- 3) $Re_\tau < 1.5 \times 10^5$ かつ、 $r^* < 0.9$ であれば、境界層内の流れは層流であり、この領域の周方向速度は無限回転円板の層流の解析解と良く一致する。
- 4) 回転円板上の乱流境界層では対数速度分布が成立する。

使用記号

$E_v(n)$: power spectrum of velocity fluctuation	[m ² /s ²]
G	: function of ζ expressing laminar circumferential velocity	[-]
H_d	: distance between honey comb and rotating disc	[m]
n	: frequency	[Hz]
p	: pressure	[Pa]
r	: radial distance in cylindrical coordinates	[m]
R	: disc radius	[m]
R_o	: radius of outer cylindrical container	[m]
Re	$= R^2 \omega / \nu$: rotational Reynolds number	[-]
Re_r	$= r^2 \omega / \nu$: local rotational Reynolds number	[-]
Re_s	$= RW_s / \nu$: approaching Reynolds number	[-]
Re_{sc}	$= RW_{sc} / \nu$: Reynolds number based on W_{sc}	[-]
T	: temperature	[K]
t	: time	[s]
u	: radial velocity of fluid	[m/s]
v	: circumferential velocity of fluid	[m/s]
v_*	: friction velocity	[m/s]
v'	: turbulence intensity of the circumferential velocity fluctuation	[m/s]
W_s	: vertical velocity of fluid at the honey comb	[m/s]
W_{sc}	: approaching velocity for free disc	[m/s]
w	: vertical velocity of fluid	[m/s]
z	: vertical distance in cylindrical coordinates	[m]
ν	: kinematic viscosity	[m ² /s]
ω	: angular velocity of rotating disc	[rad/s]
ζ	$= z \sqrt{\omega / \nu}$: dimensionless vertical distance	[-]

< Superscripts >

' : root-mean-square value

+ : non-dimensionalized by v_*

* : non-dimensionalized by R

** : non-dimensionalized by $\sqrt{\nu/\omega}$ or $\sqrt{\nu\omega}$

< Subscripts >

c : critical

t : transitional

第3章 加熱された回転円板上淀み点流れの伝熱特性

緒言

一般に水平流型 CVD 装置は、近似的にポアズイユ流に浮力の影響が重畳したものと考えられるが、その熱伝達特性については実験的、理論的に数多くの研究がなされている^{21) 25) 27) 28) 40)}。一方、基板回転型 CVD 装置の熱伝達特性についての系統的な実験的研究はほとんど見あたらない。

そこで本研究では加熱された水平回転円板上淀み点流れにおいて接近流レイノルズ数、回転レイノルズ数およびグラスホフ数を変化させて実験をおこない、熱伝達係数を測定し、淀み点流れ支配および円板回転による強制対流支配さらに自然対流支配領域を決定すると共に、それぞれの領域におけるヌッセルト数の実験式を提出した。

3-1 従来の研究

回転円板上の熱伝達は特にタービン翼冷却に関連して数多くの理論的及び実験的な研究^{68) 76)}がおこなわれており、現在も様々なタービン翼およびタービンシュラウドの冷却を目的とした非常に詳細な研究がおこなわれている。しかしながら、そのためこれまでの研究は高レイノルズ数における研究^{13) 63)}が多く、比較的低いレイノルズ数で浮力の影響を考慮したものは非常に少ない。

Richardson and Saunders (1963)はタービン翼冷却の基礎研究として水平回転軸を持つ加熱回転円板を用いて実験を行い、層流から乱流における熱伝達係数を測定し、さらに自然対流が熱伝達に及ぼす影響も考慮している⁸⁰⁾。Mabuchi et al. (1971)は本研究と同様に淀み点流れと回転円板流れを重畳した場合の実験および解析を行い、自らの解析結果⁵⁹⁾と Hering and Grosh(1963)の解析結果³⁹⁾がともに実験結果をよく表すことを示した。しかし、Mabuchi et al.の実験は Richardson and Saunders と同様水平回転軸をもつ回転円板を対象としており、垂直回転軸を持つ水平加熱円板上の現象と直接比較することは出来ない。さらに Mabuchi et al.は既存の実験結果との比較を行い、同様な実験条件で得られた Sogin⁸⁴⁾の実験とはよく一致するが、水平加熱回転平板を用いた Young (1956)の実験¹⁰⁰⁾とは異なることを示している。Richardson and Saunders は Young の実験は水平加熱回転平板を用いているために、非常に浮力の影響が大きく、水平回転軸をもった回転円板の結果と異なると指摘している。しかし、水平加熱円板上での浮力の影響はこれまで、明確に考察されていない。また、Young の実験においては熱伝達係数は Re に対して単調に増加しており、自然対流支配に至っていないと考えられる。したがって円板上の浮力の影響を詳細に検討するには至っていない。

このように浮力の影響が明確に理解されていないにも関わらず、現在のところ水平な加熱円板上の浮力の影響を詳細に調べた研究は極めて少ない。近年、廣瀬ら^{126) 127)}によって水平加熱円板上の熱流動特性が可視化実験および数値計算によって研究されている。彼らは近年、工業的に非常に重要な製品

となっているハードディスクをアプリケーションとしてとりあげ、ハードディスクユニット内の流動および熱伝達について自然対流から強制対流支配にわたって考察している。さらに温度条件を一定に保ち、 Re を増加させると自然対流から強制対流に移移するが、計算によってこの移移点近傍において回転円板上の平均熱伝達率が極小値をとることを報告しているが、実験的にはこのメカニズムは明らかにされていない。したがって、回転円板上の浮力の影響を明らかにするためには詳細な実験データの蓄積が必要不可欠である。

3-2 実験方法および実験方法

3-2.1 実験装置

Fig. 3-1 に実験に用いた装置の概略を示す。装置本体は、内径 580 mm のアクリル製円筒と、直径 400 mm の回転円板とからなる。回転円板の中央部は直径 360 mm、厚さ 10 mm の銅製円板よりなっており、これを伝熱面とした。

Fig. 3-2 に示すように、この銅製円板の外周部は、幅 20 mm、厚さ 10 mm のテフロン樹脂製のリングである。また、銅製円板の裏面には、熱源として、直径 360 mm、厚さ 250 μm のシート状ヒータを接着した。ヒータの裏面には断熱材として厚さ 10 mm の硬質ウレタンを接着し、その下は 15 mm の空気層であり、更にその下は厚さ 15 mm のアルミ製円板より成っている。試算によれば裏面への熱損失は全発熱量の 1% 以下である。また、シート状ヒータは厚さ 50 μm のステンレス鋼箔(新日本製鋼(株), HOM125)をエッチング加工により、幅 6 mm のエレメントが 1 mm 間隔でヒータ全面に均一に並ぶように製作し、両面に厚さ 100 μm の絶縁フィルム(東レデュポン(株), カプトンフィルム)を接着したものであり、外周を断熱した銅製円板に接着して使用する場合、ヒータの発熱量は直径 360 mm の全表面にわたって 1.7% 以下の精度で均一とみなすことができる。円板表面には壁温 T_w 測定用の素線径 100 μm のクロメル-アルメル型熱電対を半径方向直線上に 16 個設置した。

回転円板は直径 30 mm のステンレスシャフトに固定されており、シャフトは 1.5 kW のギヤードモーターによって回転する。振動をさけるためにシャフトとモーターはプーリーベルトによって接続されている。円板の回転数はコントローラを用いて変化させた。

流体としては水を用い、水はリザーバタンクからアクリル円筒上部に流入し、バッフル板で粗く整流された後、多孔板で一様流にされ、回転円板に垂直にあたる。流体の温度 T_i は装置入口部でシース型熱電対を用いて

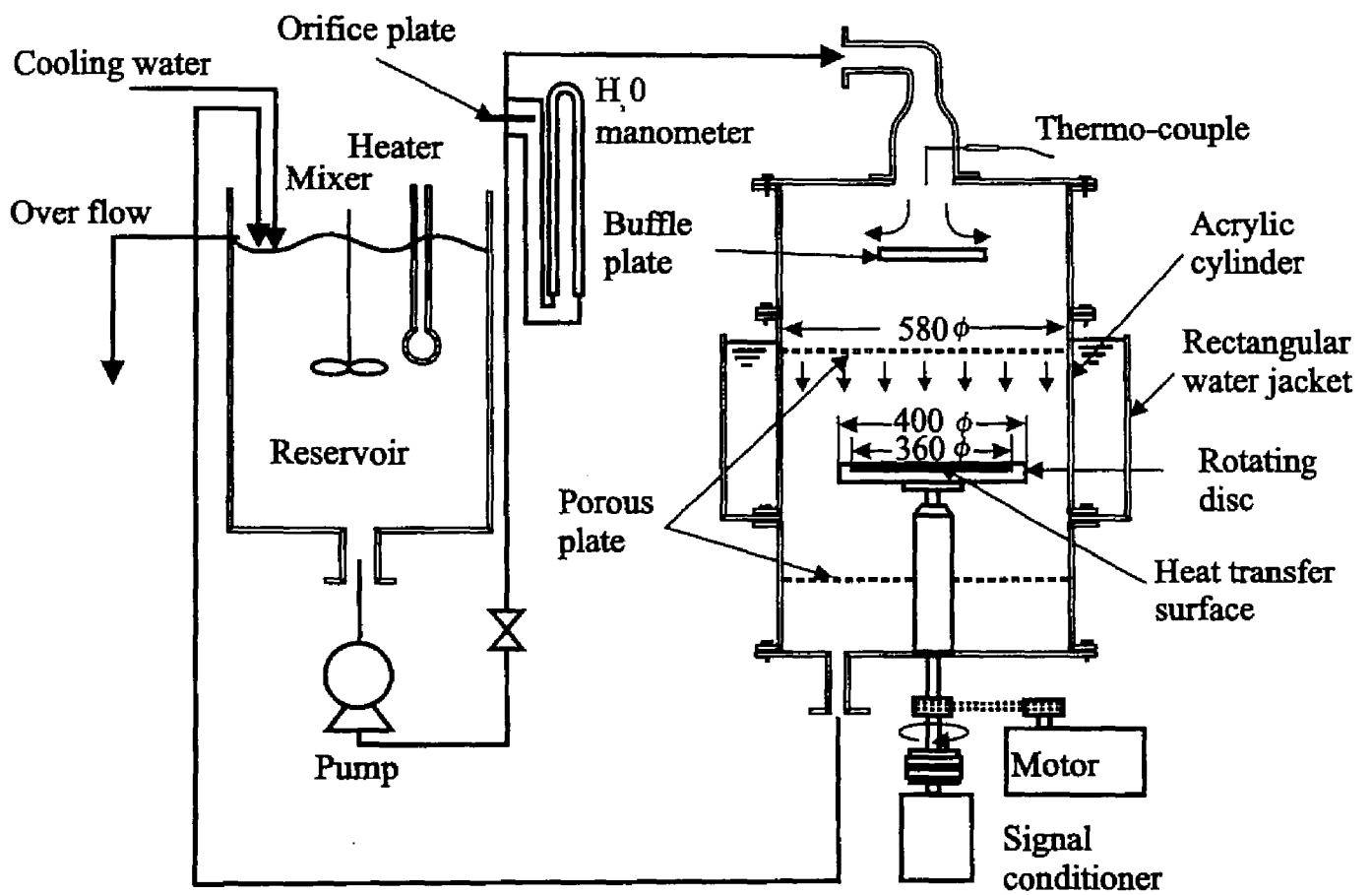


Fig.3-1 Schematic diagram of experimental apparatus.

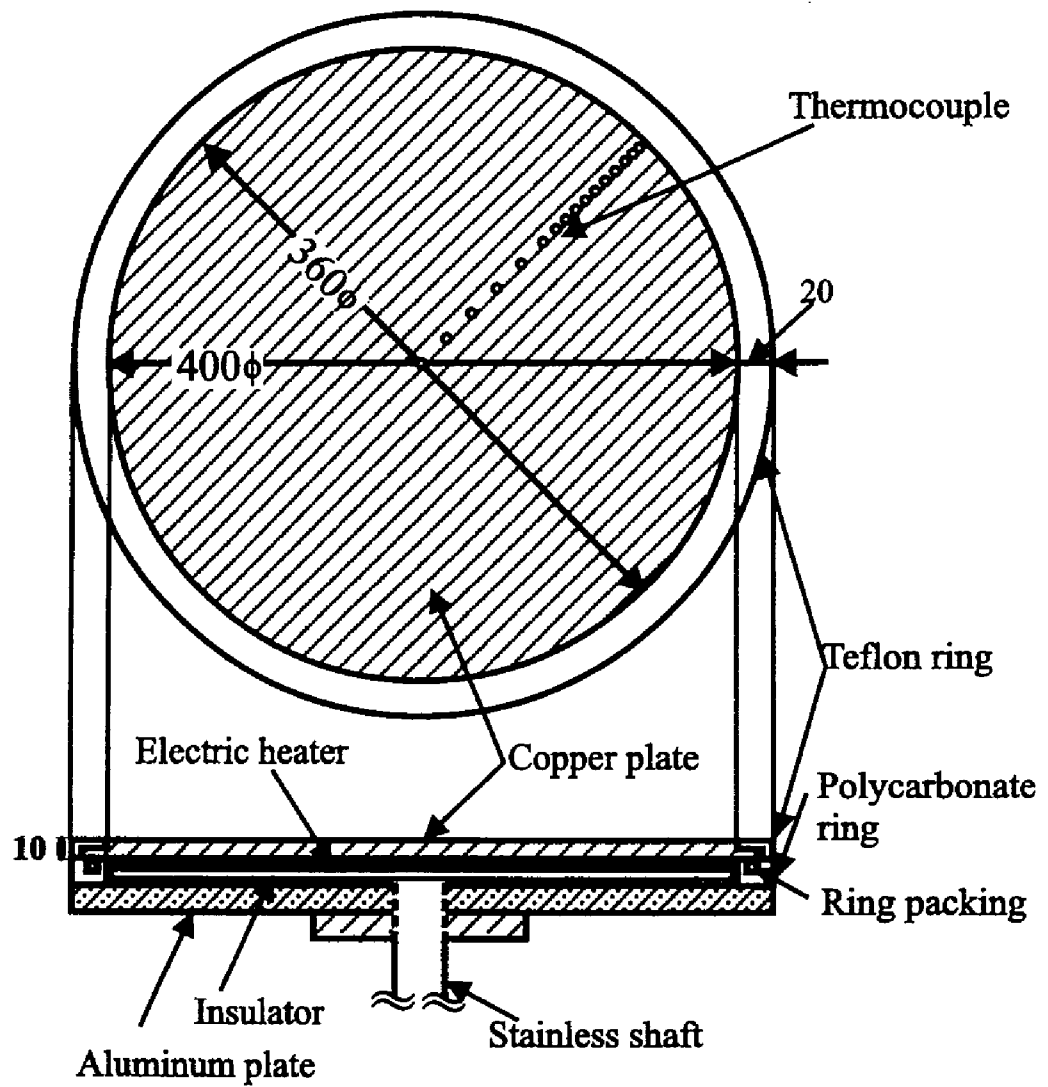


Fig.3-2 Schematic diagram of rotating disc for heat transfer measurements.

測定した。

実験方法は円板を回転、加熱して定常に達した後、流入水量をオリフィスマノメータ、円板の回転数をデジタルタコメータ(オムロン(株), V-20P)あるいはストップウォッチによって測定した。壁熱流束 q_w は、デジタルボルトメータ(横河電気, DMM7561)により、ヒータに加えた電圧と電流値から電力量を計算し、ジュール熱を求めることにより決定した。

実験条件は Table3-1 に示すように入口温度 $T_i=20^{\circ}\text{C}$ で一定とし、回転レイノルズ数は $Re=10000\sim50000$ の領域で行なった。

3-2.2 温度計測

Fig.3-3 に測定システムの概略を示す。従来より回転体の温度計測については、スリップ・リングシステムあるいは同様の接点機構を備えたロータリーコネクタなどが採用されることがほとんどである。本実験においても回転円板内の加熱用ヒータの電源供給にはスリップ・リングシステムを採用したが、予想される温度変動が微小であるためにスリップ・リングシステムを温度計測に用いることはできない。従って、温度の計測に無線を用いた方法を用いることにした。しかし、一般に市販されている無線温度計測システムは熱電対の熱起電力を厳密な零点補償を行わずに F-V 変調を施してから送受信することが多い。このような計測法は送信器の部品点数を少なくし、センサ側の送信器を非常に小型化することができるので、エンジン内部、特にピストンの温度を直接計測する場合などにおいては非常に有効である。しかし、微小温度変動を計測する際には計測精度の点で不適當である。そこで本研究ではシリアル通信機能を備えた温度データコレクタを製作し、市販の無線 RS232C モデムを用いて無線計測システムを構築した。

図に示すように温度データコレクタは直接回転体に取り付けられ、熱電対の信号は AD 変換後メモリに格納され、格納された温度データはパーソナルコンピュータに無線 RS232C モデム(ヘルツ電子(株), HERCOM11

Table 3-1 Experimental Conditions

T_s	20	[°C]
q_w	$1 \times 10^3 \sim 2 \times 10^4$	[W/m ²]
ω	0.23 ~ 1.2	[rad/s]
Re	10000 ~ 50000	[-]
Re_s	1000 ~ 4000	[-]
Gr_q	$1.0 \times 10^{10} \sim 3.0 \times 10^{11}$	[-]
Pr	5.0 ~ 6.7	[-]
H_d^*	1.0	[-]
R_o^*	1.45	[-]

Model-101)を用いて転送される。製作した温度データコレクタのチャンネル数は16 chであり、マルチプレクサによるノイズを考慮して、零接点補償回路を内蔵した熱電対専用アンプ(アナログデバイセズ(株), AD595AQ)を16個使用した。

熱電対の信号はAD595で増幅された後、商用電源によるノイズをローパスフィルタによって除去した後、12bit ADコンバータ(アナログデバイセズ(株), ADC80AG)を用いてデジタル値に変換される。サンプリング周波数は1, 10, 100 Hzの3種類設定でき、最大サンプリング数は8192個である。制御は8bit CPU(TMPZ84C015 10MHz)を使用して行い、データ格納用の拡張メモリとして2MbitのRAMを増設した。なお、円板加熱用電気ヒータへの電力供給にはスリッピングを用いた。さらに、交流電源によって熱電対の信号に商用電源ノイズが重畳するのを防止するために供給電力は三相交流電源を整流器によって直流化して用いた。

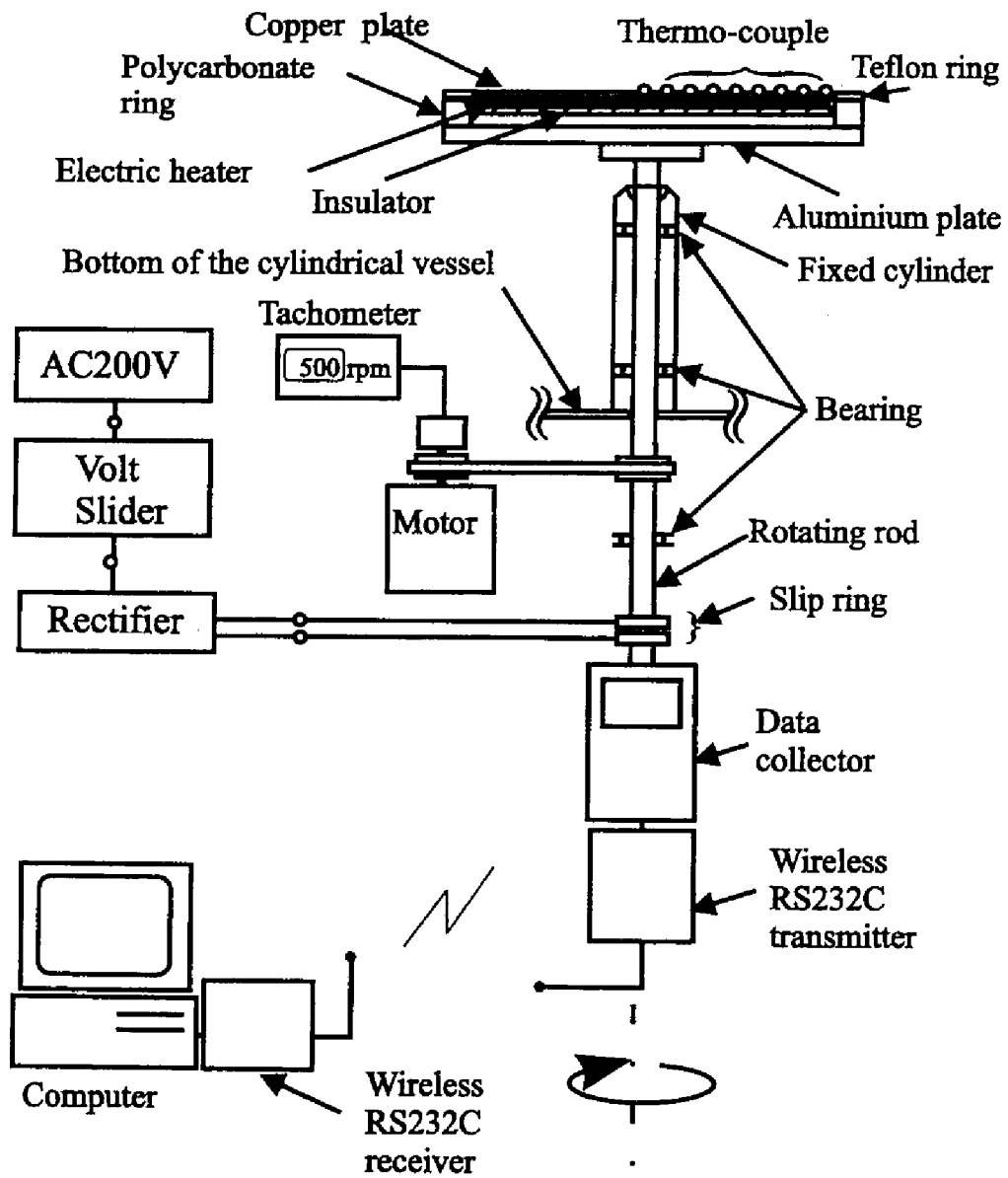


Fig.3-3 Schematic diagram of disc temperature measurement system.

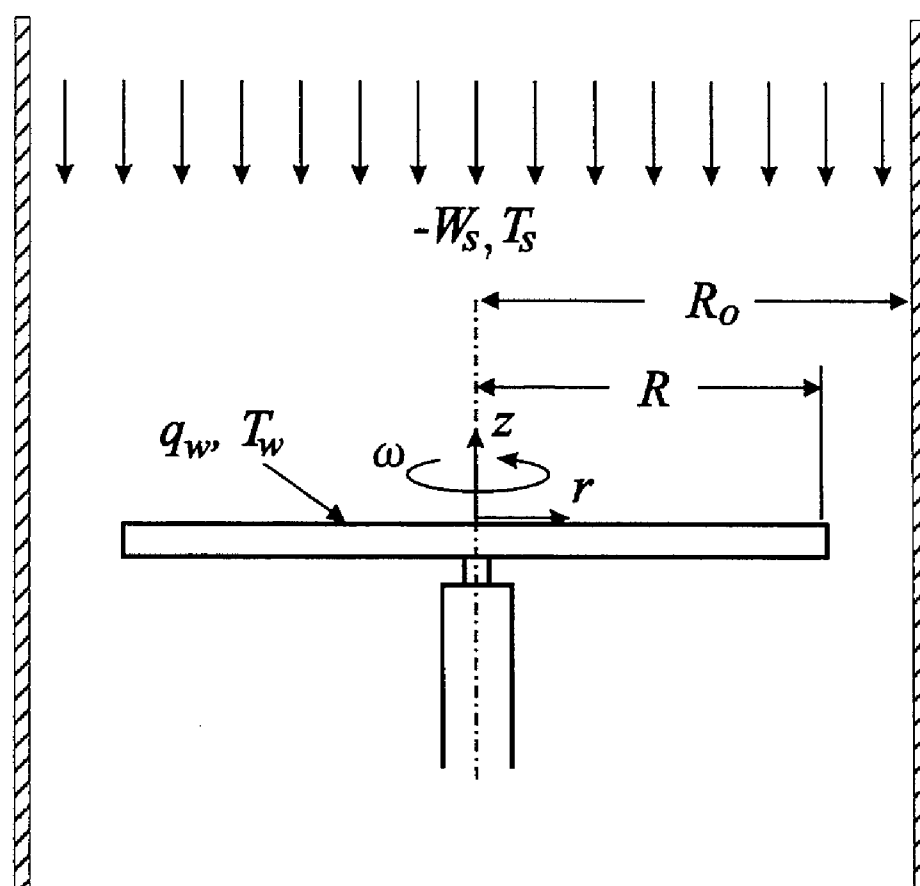


Fig.3-4 Rotating disc system.

3-3 次元解析

座標軸を Fig. 3-4 に示す様にとり、簡単のため流れは軸対称で、ブシネスク近似が成り立つと仮定する。壁熱流束 q_w が一様の場合を考え、以下の無次元数を導入する。

$$\left. \begin{aligned} v^* &= v / R\omega, & T^* &= (T - T_s) / (q_w R / k) \\ r^* &= r / R, & z^* &= z / R \\ R_o^* &= R_o / R, & H_d^* &= H_d / R \\ Re &= R^2 \omega / \nu, & Re_s &= RW_s / \nu \\ Gr_q &= \beta g q_w R^4 / k \nu^2, & Pr &= C_p \mu / k \end{aligned} \right\} \quad (3-1)$$

この時、連続の式、Navier-Stokes 式およびエネルギー式は以下のようになる。

$$(\nabla \cdot \mathbf{v}^*) = 0 \quad (3-2)$$

$$\frac{D\mathbf{v}^*}{Dt^*} = \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{v}^* + \frac{Gr_q}{Re^2} T^* \frac{\mathbf{g}}{g} \quad (3-3)$$

$$\frac{DT^*}{Dt^*} = \frac{1}{Re Pr} \nabla^2 T^* \quad (3-4)$$

境界条件は

$$z^* = 0, 0 \leq r^* \leq R_o^* : u^* = 0, v^* = r^*, w^* = 0, \frac{\partial T^*}{\partial z^*} = -1 \quad (3-5)$$

$$z^* = H_d^* : u^* = 0, v^* = 0, w^* = -\frac{Re_s}{Re}, T^* = 0 \quad (3-6)$$

$$r^* = 0: \quad u^* = 0, \quad v^* = 0, \quad \frac{\partial w^*}{\partial r^*} = 0, \quad \frac{\partial T^*}{\partial r^*} = 0 \quad (3-7)$$

$$r^* = R_o^*: \quad u^* = 0, \quad v^* = 0, \quad w^* = 0, \quad \frac{\partial T^*}{\partial r^*} = 0 \quad (3-8)$$

したがって、支配方程式(3-2)～(3-4)を境界条件(3-5) ～(3-8)の下で解けば、速度および温度は以下の関数形をとる。

$$v^* = v^*(z^*, r^*; Re, Gr_q, Pr; Re_s, H_d^*, R_o^*) \quad (3-9)$$

$$T^* = T^*(z^*, r^*; Re, Gr_q, Pr; Re_s, H_d^*, R_o^*)$$

上式中の Re, Gr_q, Pr は基礎方程式(3-3),(3-4)から、 Re_s, H_d^*, R_o^* は境界条件式(3-5)～(3-8)から関数の中に入ってくる。よって回転円板上の熱伝達係数 h を次式

$$q_w = h(T_w - T_s) \quad (3-10)$$

で定義すれば、ヌッセルト数 $Nu = hR/k$ は次式で表される。

$$Nu = Nu(r^*; Re, Gr_q, Pr, Re_s, H_d^*, R_o^*) \quad (3-11)$$

しかし、本実験では Table 3-1 に示したように $H_d^* = 1.0, R_o^* = 1.45$ と一定にして実験を行った。したがって、 Nu に対する H_d^* および R_o^* の影響については今後の課題である。

3-4 実験結果および考察

3-4.1 ヌッセルト数の半径方向分布

Fig. 3-5(a),(b), (c)にヌッセルト数の半径方向分布を示す。Fig. 3-5(a)は Re_c , Gr_q が比較的小さい場合に Re_c を変化させた時のヌッセルト数の半径方向分布を示す。これよりヌッセルト数は半径方向にほぼ一様であることがわかる。図中の破線は層流の淀み点流れのヌッセルト数の近似解¹⁹⁾

$$Nu = 0.763 Re_c^{1/2} Pr^{0.4} \quad (3-12)$$

による計算値である。実測値は計算値よりやや大きい。これは円板半径が有限であること等、実際は理論で仮定された流れとはやや異なることによるものと考えられる。実験式は次式で与えられる。

$$Nu = 0.802 Re_c^{1/2} Pr^{0.4} \quad (3-13a)$$

Fig. 3-5(b)は Re_c , Gr_q が小さい場合で、 Re を変化させた時のヌッセルト数の半径方向分布を示している。Fig. 3-5(a)の場合と同様にヌッセルト数は半径方向にほぼ一様であることがわかる。図中の破線は半径無限大の円板が、無限にひろがった流体中で回転する場合 (free disc) の円板上のヌッセルト数の解析解(Owen and Rogers, 1989)を近似した次式,

$$Nu = f(Pr) Re^{1/2} \quad (3-14)$$

$$f(Pr) = 0.425 Pr^{1/2} / (1 + 0.0564 Pr^{1/2}) \quad (3-14a)$$

による計算値を示す。実測値は計算値よりやや大きい。これも前と同じく、実際は理論で仮定された流れとはやや異なることによると考えられる。実

験式は次式で与えられる。

$$Nu = 1.03 f(Pr) Re^{\frac{1}{2}} \quad (3-14b)$$

Fig. 3-5(c)は Re , Re_s が小さい場合で、 Gr_q を変化させた時のヌッセルト数の半径方向分布である。ヌッセルト数は r^* の小さい領域でほぼ一定値をとり、 r^* の大きい領域でやや大きくなる傾向を示し、両領域での流れは若干異なっているものと考えられる。図中破線は壁温一定の水平平板からの自然対流の実験式²⁴⁾

$$Nu = 0.54 Gr^{\frac{1}{4}} Pr^{\frac{1}{4}} \quad (3-15)$$

による計算値を示す。実測値と計算値の一致はあまり良くない。すなわち、回転円板上の自然対流は静止平板上のそれとは若干異なるものと思われる。なお、式(3-15)中の $Gr = \beta g(T_w - T_s)R^3/\nu^2$ は温度差基準のグラスホフ数であり、 Gr_q とは次の関係がある。

$$Gr_q = Nu Gr \quad (3-16)$$

3-4.2 流れ場の分類

以下、ヌッセルト数は半径方向にほぼ一様であるので、次式の Nu を半径方向に積分平均した平均ヌッセルト数のみを考える。

$$Nu_{ave} = \frac{2}{R^2} \int_0^R Nu r dr \quad (3-17)$$

Nu_{ave} は式(3-11),(3-17)より、 Re , Re_s , Gr_q および Pr の関数である。

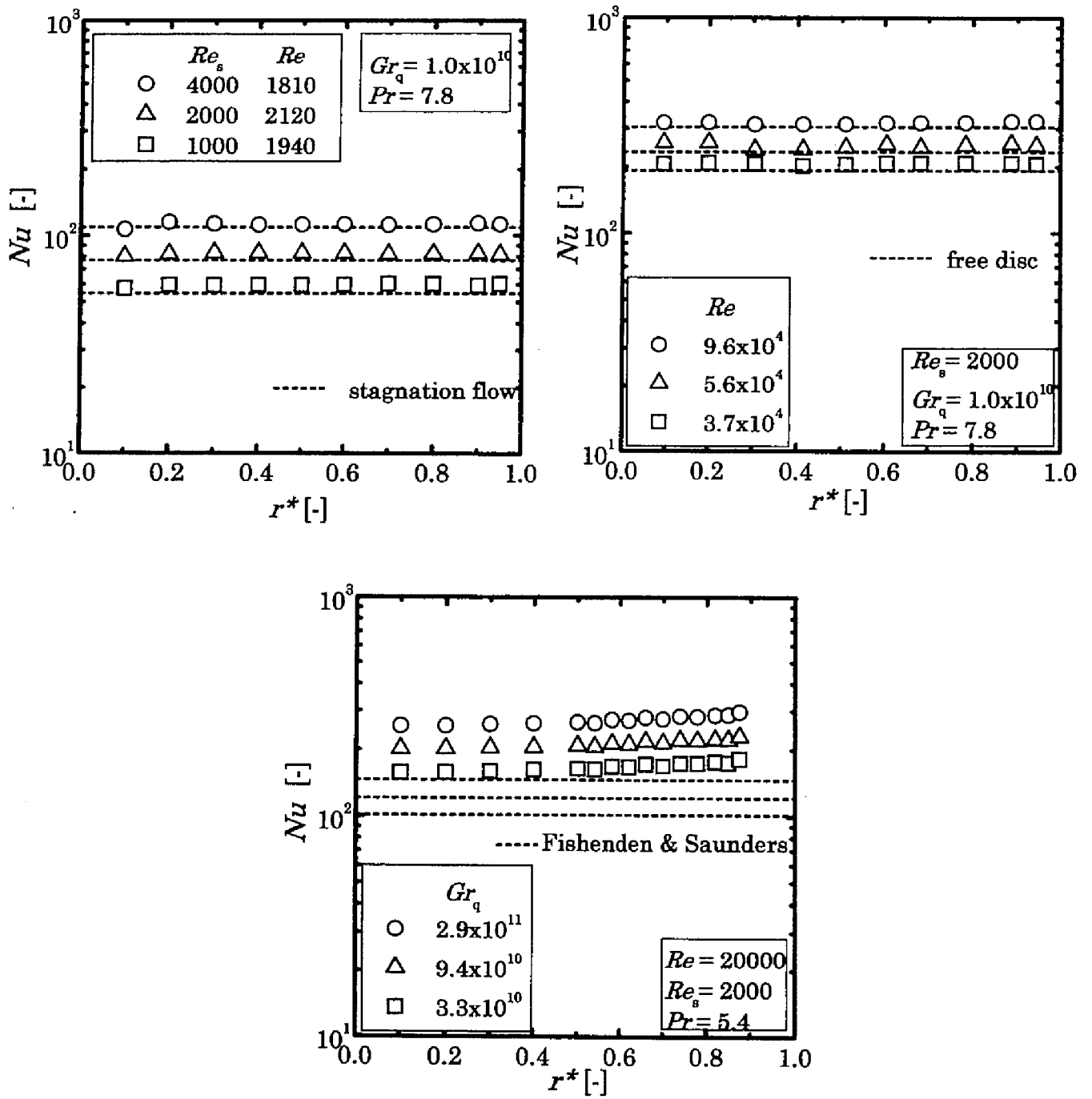


Fig.3-5 Radial distribution of local Nusselt number.

Fig. 3-6 に平均ヌッセルト数と回転レイノルズ数の関係を示す。実線は式(3-14b)による計算値を示し、点線は式(3-13a)による計算値を示す。この図から、回転レイノルズ数が小さい場合はヌッセルト数は回転レイノルズ数によらず一定であり淀み点流れ支配であることがわかる。回転レイノルズ数が大きくなるとヌッセルト数は接近流レイノルズ数には依存しなくなり、回転による流れが支配的となる。Fig. 3-4 および式(3-13a),(3-14b)より、

$$Re > (0.779 Pr^{0.4} / f(Pr))^2 Re_s \quad (3-18)$$

の時、回転流れが支配的であり、

$$Re < (0.779 Pr^{0.4} / f(Pr))^2 Re_s \quad (3-18a)$$

の時、淀み点流れが支配的と言える。なお、free disc の場合の $z = \infty$ における接近流の流速 $W_{sc} = 0.886\sqrt{\omega\nu}$ を基準にしたレイノルズ数を Re_{sc} とすれば¹⁴⁾、

$$Re_{sc} = 0.886 Re^{1/2} \quad (2-2)$$

である。本実験においては $Re = 2 \times 10^3 \sim 9 \times 10^4$ であるので、 $Re_{sc} = 40 \sim 266$ となるが、式(3-18a)によれば、 $Pr = 5.4$ の時 Re_s は 652 ~ 29500 以上で、すなわち Re_{sc} よりはるかに大きい Re_s でないと接近流支配（淀み点流れ支配）にならないことがわかる。

次に回転と浮力の影響を詳細に検討するために、回転流れ支配でかつ層流となるようなレイノルズ数で実験をおこなった。接近流レイノルズ数は 2000 一定とした。

Fig. 3-7 に $Nu_{ave}/(1.03 f(Pr)Re^{1/2})$ の Gr_q に対する変化を示す。この図より、グラスホフ数の小さな領域では $Nu_{ave}/(1.03 f(Pr)Re^{1/2})$ はほとんど変化せず強制対流支配であり、あるグラスホフ数を超えるとヌッセルト数はグラスホフ数の 1/4 乗に比例して増加するようになり自然対流支配に移行することがわかる。強制対流支配から自然対流支配へと遷移するグラスホフ数を

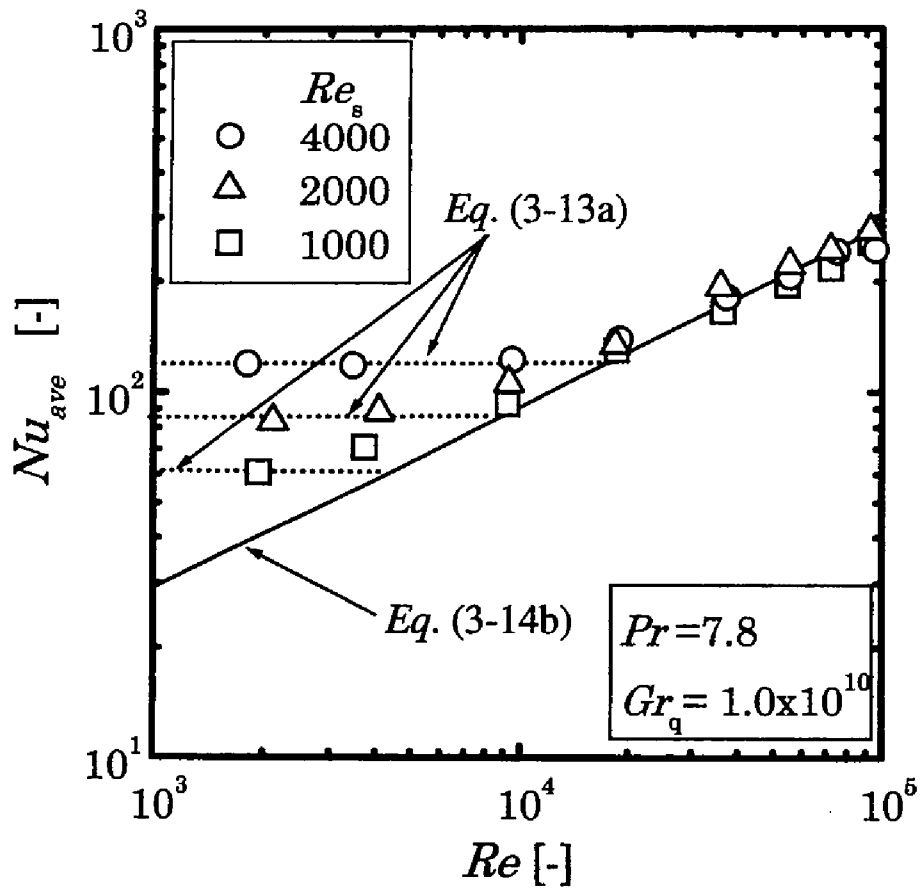


Fig.3-6 Variation of the averaged Nusselt number with rotational Reynolds number.

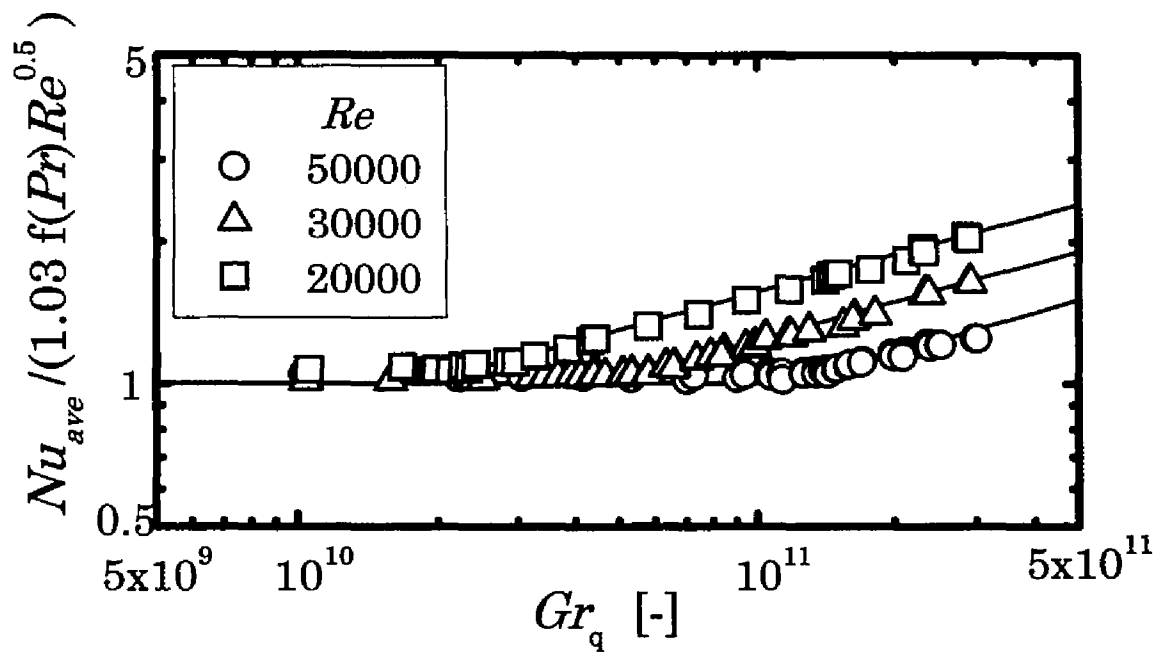


Fig.3-7 Variation of the averaged Nusselt number with Grashof number.

臨界グラスホフ数 Gr_{qc} と定義すれば、

$Gr_q > Gr_{qc}$ の自然対流支配領域では次式が成立する。

$$\frac{Nu_{aw}}{1.03 f(Pr) Re^{1/2}} = \left(\frac{Gr_q}{Gr_{qc}} \right)^{1/4} \quad (3-19)$$

上式を次のように書き直す。

$$Nu_{aw} = 1.03 \left(f(Pr) Re^{1/2} / Gr_{qc}^{1/4} Pr^{1/4} \right) Gr_q^{1/4} Pr^{1/4} \quad (3-19a)$$

自然対流支配領域ではヌッセルト数はレイレイ数 $Ra_q = Gr_q Pr$ のみの関数

になると仮定すれば、式(3-19a)の $1.03 \left(f(Pr) Re^{1/2} / Gr_{qc}^{1/4} Pr^{1/4} \right)$ はある定数 a

となる。

すなわち臨界グラスホフ数は次式で表される。

$$Gr_{qc} = \frac{1.03}{a^4} \frac{[f(Pr)]^4}{Pr} Re^2 \quad (3-20)$$

Fig. 3-8 に Fig. 3-7 より得られる Gr_{qc} を $[f(Pr)]^4 / Pr$ で除した値を Re に対してプロットした結果を示す。これより Gr_{qc} は式(3-20)を満足することがわかる。また $a = 0.225$ となり、結局、臨界グラスホフ数は次式で与えられる。

$$Gr_{qc} = 402 \frac{[f(Pr)]^4}{Pr} Re^2 \quad (3-20a)$$

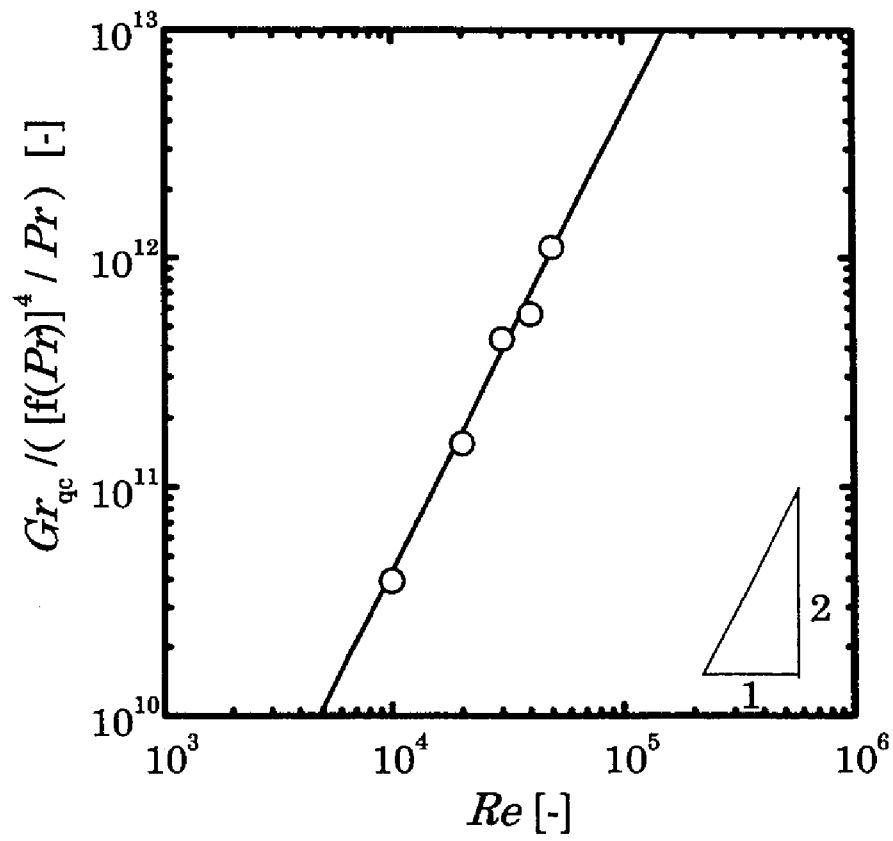


Fig.3-8 Variation of critical Grashof number with rotational Reynolds number.

以上より、自然対流支配領域では次式が成立する。

$$Nu_{avr} = 0.225 Gr_q^{1/4} Pr^{1/4} \quad (3-19b)$$

式(3-16)を用いて上式を書き直せば

$$Nu_{avr} = 0.137 Gr^{1/3} Pr^{1/3} \quad (3-19c)$$

を得る。式(3-15)と比較すれば Gr および Pr の指数が異なっており、式(3-19c)はむしろ次に示す水平平板上の乱流自然対流²⁴⁾の場合の式

$$Nu = 0.14 Gr^{1/3} Pr^{1/3} \quad (3-19d)$$

に近い結果となっている。

また、臨界グラスホフ数に関する既往の研究と比較するために、式(3-20a)を式(3-16)に従い、式(3-14b)の $Nu_c = 1.03 f(Pr) Re^{1/2}$ を考慮して Gr_c に書き直せば、

$$Gr_c = 390 \frac{[f(Pr)]^3}{Pr} Re^{3/2} \quad (3-21)$$

を得る。

Fig. 3-9 に Gr_c を Re に対してプロットした結果を示す。但し、プラントル数の値としては平均値 5.4 を用いた。図中の点線及び破線はそれぞれ、

$$Gr_c / Re^2 = 0.052 \quad (3-22)$$

$$Gr_c / Re^2 = 2.0 \quad (3-23)$$

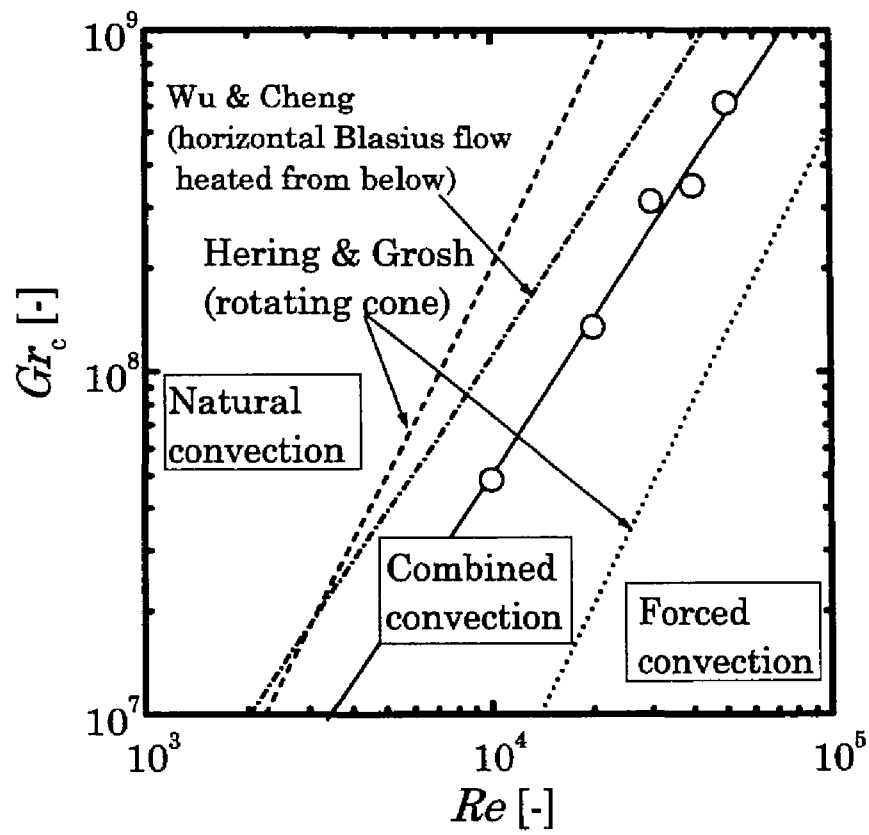


Fig.3-9 Variation of critical Grashof number with rotational Reynolds number.

で表される Hering & Grosh の回転円錐面における解析解であり、それぞれ強制対流支配領域と複合対流領域の境界および複合対流領域と自然対流支配領域の境界をあらわしている。一点鎖線は次式、

$$Gr_c / Re^{3/2} = 110 \quad (3-24)$$

で表される Wu & Cheng (1976) による Blasius 流についての解析結果¹⁰³⁾を示す。本実験での Gr_c は Wu & Cheng の結果よりやや小さいが Re に対する傾きは同じである。一般に強制対流支配か自然対流支配かを決定するパラメータは Gr / Re^2 と理解されることが多いが、Wu & Cheng は主流に対して垂直方向に浮力が働いた場合には流れは不安定となり、その支配パラメータが $Gr / Re^{3/2}$ となることを線形安定性解析によって示している。本実験においても遷移機構は浮力による不安定によるものと考えられるが、Wu & Cheng とは流れ場そのものが異なるために定量的な比較はできない。一方、Hering & Grosh が用いた支配方程式中には、円錐面に垂直方向の浮力は考慮されておらず、流れの不安定は考慮されていない。そのため、彼らの解析結果は本実験系には適用できないと考えられる。

結論

基板回転型 CVD 装置の基板加熱の影響を考察するために、水平な加熱回転円板上の熱伝達係数をを実験的に検討し、以下の結論を得た。

- 1) 上向きに加熱面をもつ回転円板上淀み点流れにおいて、淀み点流れ支配領域と円板回転による強制対流支配領域の境界および強制対流支配から自然対流支配に遷移する条件を明らかにした。
- 2) 淀み点流れ支配、強制対流支配領域および自然対流支配領域におけるヌッセルト数の式を与えた。得られたヌッセルト数の式を以下に示す。

淀み点流れ支配領域：

$$Re < (0.779 Pr^{0.4} / f(Pr))^2 Re_c; \quad Nu = 0.802 Re_c^{1/2} Pr^{0.4}$$

円板回転による強制対流支配領域：

$$Re > (0.779 Pr^{0.4} / f(Pr))^2 Re_c; \quad Nu = 1.03 f(Pr) Re^{1/2}$$

自然対流支配領域：

$$Gr_q > Gr_{qc}; \quad Nu_{ave} = 0.225 Gr_q^{1/4} Pr^{1/4}$$

ただし、

$$Gr_{qc} = 402 \frac{[f(Pr)]^4}{Pr} Re^2$$

$$f(Pr) = 0.425 Pr^{1/2} / (1 + 0.0564 Pr^{1/2})$$

使用記号

a	: constant	[-]
g	: gravitational acceleration	[m/s ²]
Gr	$=\beta g R^3 (T_w - T_\infty) / \nu^2$: Grashof number	[-]
Gr_q	$=\beta g q_w R^4 / k \nu^2$: Grashof number based on wall heat flux	[-]
h	: heat transfer coefficient	[W/(m ² ·K)]
k	: thermal conductivity	[W/(m·K)]
Nu	$= hR/k$: Nusselt number	[-]
Pr	$= \nu / \alpha$: Prandtl number	[-]
q	: heat flux	[W/m ²]
r, z	: cylindrical coordinates	[m]
R	: disc radius	[m]
Ra_q	$= Gr_q Pr$: Rayleigh number	[-]
Re	$= R^2 \omega / \nu$: rotational Reynolds number	[-]
Re_s	$= RW_s / \nu$: Reynolds number based on approaching velocity	[-]
Re_{sc}	$= RW_{sc} / \nu$: Reynolds number based on W_{sc}	[-]
T	: temperature	[K]
W_s	: approaching velocity	[m/s]
W_{sc}	: approaching velocity for free disc	[m/s]
α	: thermal diffusivity	[m ² /s]
β	: coefficient of thermal expansion	[K ⁻¹]
ν	: kinematic viscosity	[m ² /s]
ω	: angular velocity of rotating disc	[rad/s]

< Superscripts >

*	: dimensionless
—	: time average

< Subscripts >

ave : average

c : critical

s : approaching fluid

w : wall

第4章 レーザ誘起蛍光方法

緒言

流体の温度計測には一般に熱電対が用いられるが本研究では回転流を対象としているために、非接触計測法が望まれる。そこで、本研究では最近流体の温度計測法として注目されているレーザ誘起蛍光法を採用した⁸¹⁾。しかしながら、レーザ誘起蛍光法の計測精度や計測分解能についての考察は現在のところ十分なされていない¹⁰⁷⁾。したがって以下ではレーザ誘起蛍光法の測定原理、ノイズの発生要因、測定分解能について述べる。

4-1 レーザ誘起蛍光法の測定原理

レーザ誘起蛍光法は、一般に濃度検出⁴⁸⁾⁵¹⁾⁸³⁾¹²⁸⁾に用いられるが、蛍光強度は濃度のほかに、レーザ強度、温度、pHなどに依存する¹⁰⁰⁾。蛍光波長が励起光の波長と異なるという利点を持つ。

Fig.4 -1 にレーザ誘起蛍光法の概念図を示す。蛍光溶液に波長 λ_0 のレーザを通過させたとき、レーザ光の強度は、溶液を通過する際に減衰し、そのときの光路にそった位置 x でのレーザ強度 $I(x)$ は、次式で与えられる¹²⁹⁾。

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\epsilon_0 \cdot \int_0^x C(x) dx) \quad (4-1)$$

ここで、 C は蛍光物質濃度、 ϵ_0 は蛍光物質の波長 λ_0 の光に対する消光係数である。さらに濃度が一様で、 C_0 で与えられると仮定すると励起光強度は次のように表される。

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\epsilon_0 \cdot C_0 \cdot x) \quad (4-2)$$

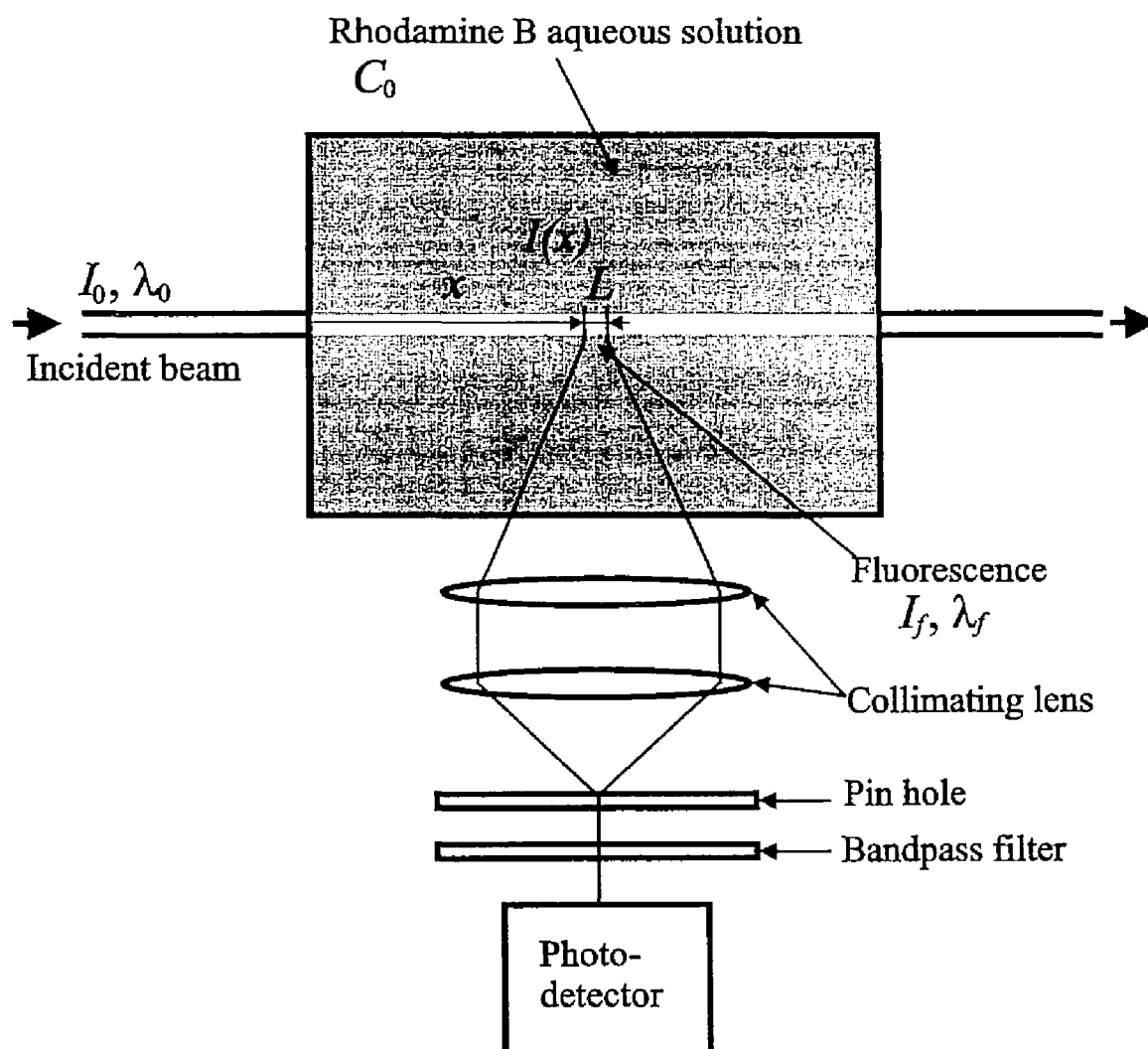


Fig.4-1 Laser induced fluorescence technique.

さらに溶液濃度が極めて薄く、入射光の減衰できる場合には、ビーム強度は x に依らず一定とみなせる場合もあるが、一般に励起光強度は式(4-2)にしたがって減衰する。また、蛍光波長 λ_f の消光係数 ϵ_f は、吸収される励起光波長 λ_0 における ϵ_0 よりも一般に小さく、受光光路に沿った減衰は無視できる。また、測定体積中で吸収される入射光が蛍光に変換されるので、Fig.4 -1 における光検出器により受光される蛍光強度は次式のように書ける。

$$I_f(x) = (I(x) - I(x+L)) \cdot A \cdot \phi \quad (4-3)$$

ここで A は受光系に依存する蛍光の受光率、 ϕ は蛍光の量子収率、 L は受光レンズの位置と焦点距離によって決定される測定部の長さである。したがって、 ϵ_0 , C_0 , L が十分に小さく、蛍光の飽和が生じない場合には蛍光強度は式(4-2),(4-3)から、次のように簡略化される。

$$I_f(x) = I(x) \cdot A \cdot \phi \cdot \epsilon_0 \cdot L \cdot C_0 \quad (4-4)$$

次に、蛍光強度の温度依存性について述べる。温度が上昇すると、蛍光分子の活性度が変化し、分子運動や分子間衝突が増加し、分子エネルギーが奪われるため、蛍光強度は減少する。希薄溶液の蛍光強度は次式によって温度と関連付けられる¹⁰⁸⁾。

$$\frac{I_m - I_f(T)}{I_f(T)} = k \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (4-5)$$

ここで I_m は定数で蛍光強度の極大値に相当する。 T は絶対温度[K]、 R はガス定数、 E は振動準位に関連したエネルギー、 k は温度消光定数である。ある基準温度 T_0 における蛍光強度を $I_f(T_0)$ とすると、式(4-3)は次のように表せる。

$$\frac{I_f(T)}{I_f(T_0)} = \frac{k \cdot \exp(-E/RT_0) + 1}{k \cdot \exp(-E/RT) + 1} \quad (4-6)$$

ここで、無次元温度 $\Theta = (T - T_0)/T_0$ を導入し、温度差 $|T - T_0|$ が小さく且つ $|\Theta| \ll 1$ である時、式(4-6)は以下のように書き直すことができる。

結局、無次元の蛍光強度は以下の式で表すことができる。

$$\frac{I_f(T)}{I_f(T_0)} \approx \frac{1}{1 + a\Theta + b\Theta^2} \quad (4-7)$$

ここで、

$$a = \frac{\frac{kE}{RT_0} \exp(-E/RT_0)}{k \cdot \exp(-E/RT_0) + 1}, \quad b = a \cdot \left(\frac{E}{2RT_0} - 1 \right) \quad (4-8)$$

a と b の値が実験により決定されると、蛍光強度 $I_f(T)$ の測定値から温度が求まる。

4-2 実験装置および実験方法

レーザ誘起蛍光法の温度測定精度を検討するためにテストセルを用いて実験を行った。本研究では蛍光染料として、高い温度係数 k を持つローダミンB ($C_{28}H_{31}O_3N_2Cl$) を使用し、溶媒には水を用いた。溶媒に水を用いた場合、ローダミンBは、Fig.4-2 に示すように波長 535 nm で吸収極大が生じ、590 nm のピーク波長の蛍光を発する。

計測精度評価のための実験装置を Fig.4-3 に示す。励起光源としては、最大出力 5 W の Ar イオンレーザ(アメリカンレーザ社, Model 909)を用いたが、レーザは出力が安定するまでに時間を要するため、測定はレーザ点

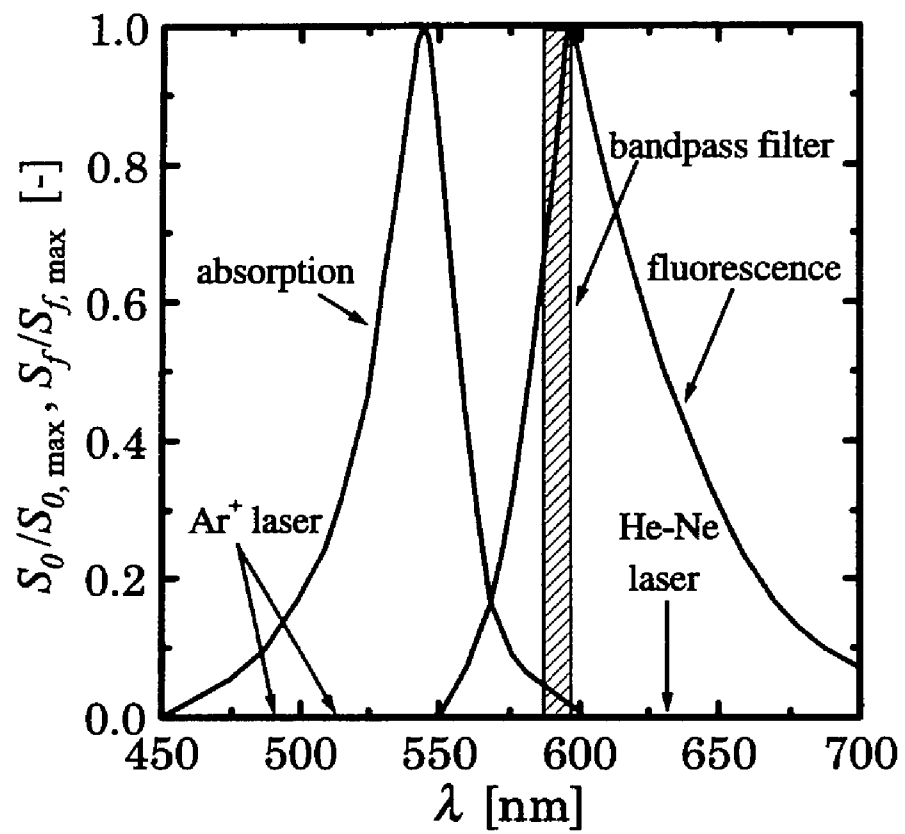


Fig.4-2 Absorption and radiation spectra of Rhodamine B.

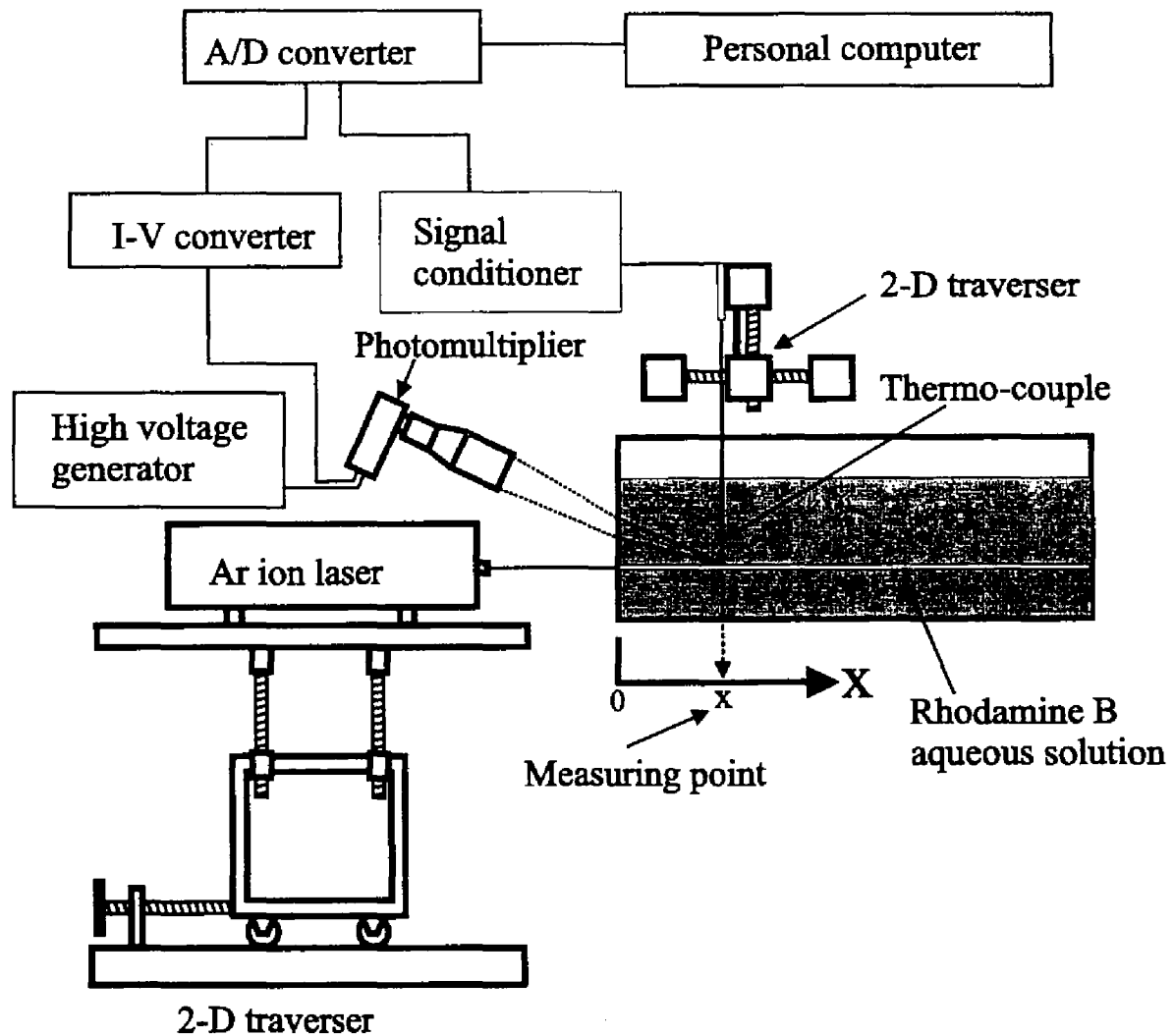


Fig.4-3 Schematic diagram of experimental apparatus.

灯後、30 分以上経過してフォトダイオード(浜松ホトニクス(株), CF12)を用いて定常を確認してから行った。測定の際は Ar イオンレーザー二つの波長 (488nm, 514.5nm) 両方を用いた。光検知器としては光電子増倍管(浜松ホトニクス, R928)を用い、蛍光以外の波長を除去するために $589.3 \pm 5 \text{ nm}$ のバンドパスフィルタ(朝日分光, Na 用単色フィルタ)を通過させた後、蛍光のみを受光した。光電子増倍管の出力電流は、I-V コンバータで電圧に変換した後、必要に応じて D.C.アンプでローパスフィルタリングを行った後、12bit A/D コンバータでデジタル化し、パーソナルコンピュータで取り込んだ。また、溶媒中に溶存酸素や金属イオンが存在すると蛍光強度は徐々に低下することが Guilbault (1973)によって報告されているので²⁹⁾、実験に使用する水は、イオン交換水を煮沸させ、ガス抜きをした後に、濾過して使用した。

実験はローダミン B の濃度、レーザー強度および温度を様々に変化させて実験を行い、さらに蛍光溶液中での光の減衰を調べるために Fig.4-3 に示すようにレーザーが測定点に到達するために透過した溶液中の距離 x も変化させて実験を行った。

4-3 実験結果および考察

4-3.1 蛍光に対するレーザ強度、蛍光染料濃度の影響

Fig.4-4, 4-5 に蛍光強度のレーザ強度による影響、および蛍光物質濃度による影響を示す。図から蛍光強度は、レーザ強度あるいは蛍光物質濃度に対して単調に増加し、蛍光飽和などが起こっていないことがわかる。また、温度測定を実施する際に温度以外の影響を除去するために、レーザ強度、蛍光物質濃度は一定に保つ必要があることがわかる。

4-3.2 蛍光強度の減衰

レーザの光路方向 x に測定点を変えて、蛍光強度を測定した結果を Fig.4-6 に示す。Fig.4-3 に示した様に測定位置は計測器をトラバーサユニットに乗せて変化させ、テストセクションの計測器側の入射壁からの測定点までの距離を x とした。Fig.4-6 から x を増加させ、溶液中を透過する距離が増加すると蛍光強度が減少することがわかる。これは蛍光溶液中での光の減衰と考えられる。先に述べたように蛍光波の強度の減衰は励起波のそれに比べて小さいために、この減衰は励起光の減衰によるものと考えられる。蛍光染料濃度が極めて小さいとき、レーザ強度の減衰の影響は無視でき、蛍光強度は測定位置によらず温度のみの関数となるが、後述するように温度分解能をあげるために蛍光強度は出来る限り大きい方が望ましく、その為にはレーザ出力および蛍光溶液濃度は大きくした方がよい。この場合、式(4-2)に表されるようにレーザ強度は距離 x の関数となるが、本研究では実験の利便性よりも温度分解能を優先して、光路方向に測定点を変更する場合は、基準温度における蛍光強度 $I_f(T_0)$ をすべての測定点 x に対して求め、蛍光強度 $I_f(T, x)$ を各々の位置における基準蛍光強度 $I_f(T_0, x)$ によって除した無次元蛍光強度 $I_f(T, x)/I_f(T_0, x)$ を計算することにより、励起光の溶液通過に伴う減衰の影響を排除した。

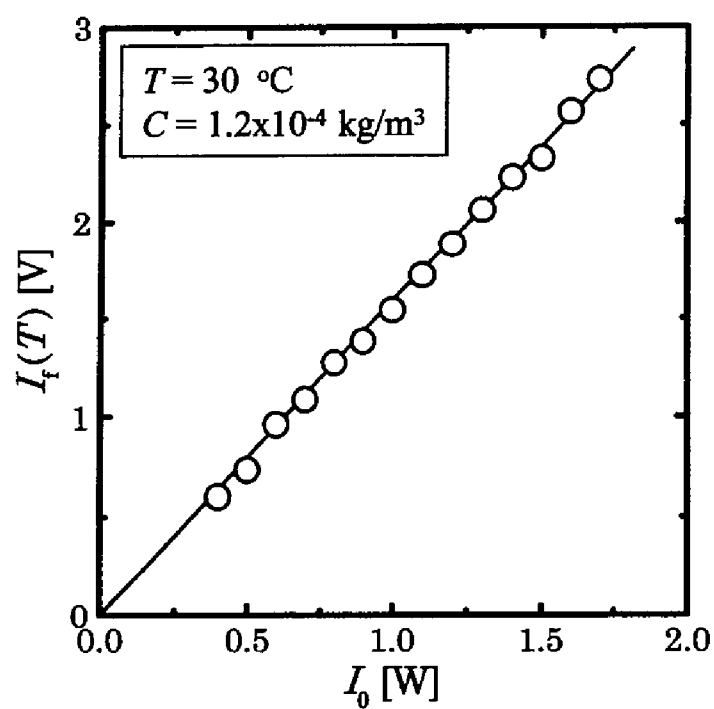


Fig.4-4 Variation of fluorescence intensity with induced laser power.

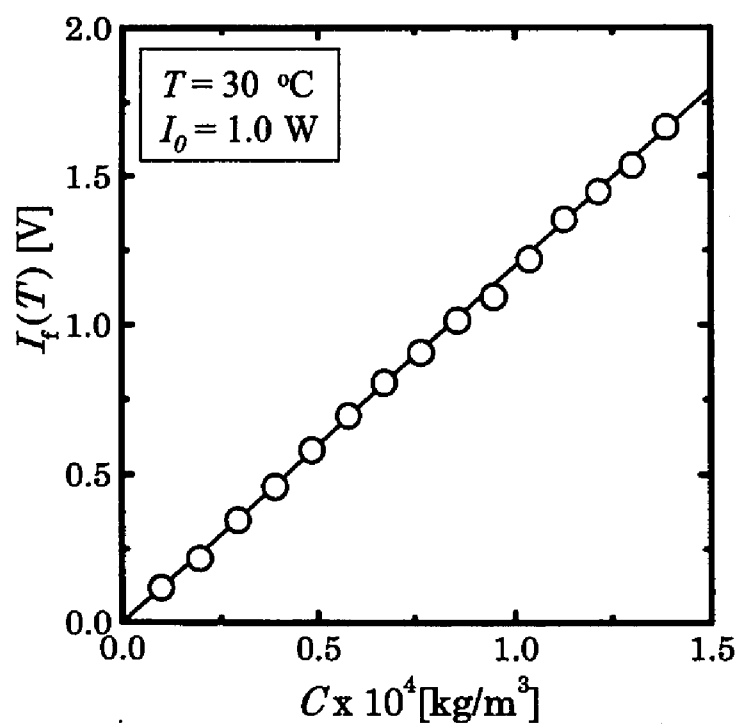


Fig.4-5 Variation of fluorescence intensity with concentration of Rhodamine B.

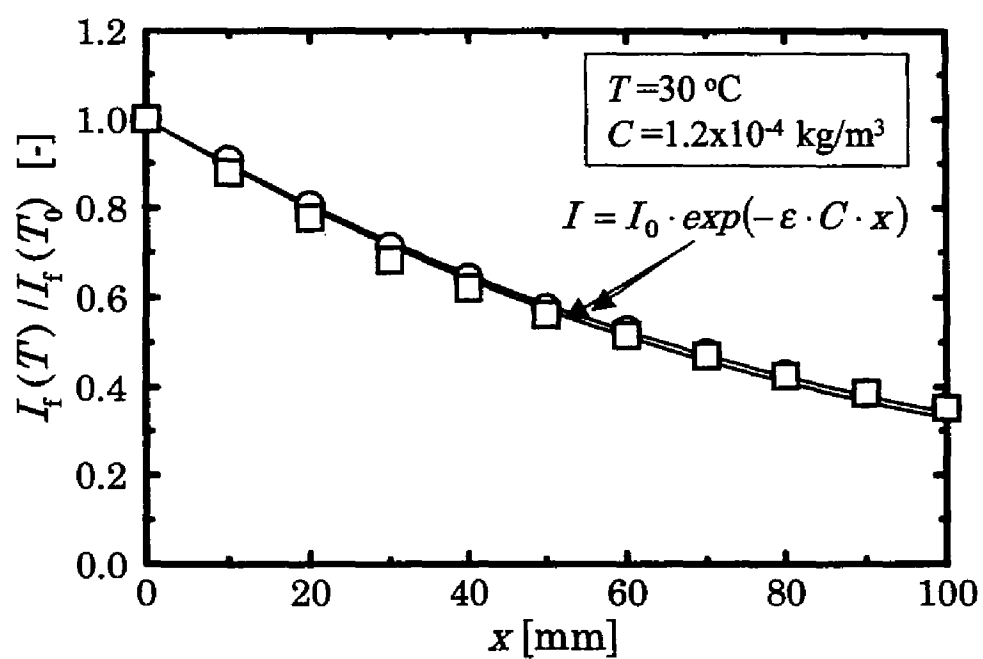


Fig.4-6 Variation of fluorescence intensity with distance.

4-3.3 蛍光強度の温度依存性

蛍光強度－温度間の検定曲線を得るため、50℃の溶液を25℃まで自然冷却させ蛍光強度を測定した。温度は測定体積の上方に設置したクロメル－アルメル型熱電対によって測定した。検定曲線のレーザ強度、蛍光染料の濃度に対する変化を調べるため、レーザ強度および染料濃度を様々に変化させて実験を行い、温度-蛍光強度の校正曲線を得た。なお、蛍光強度は基準温度における蛍光強度により無次元化した。測定結果の一例をFig.4-7に示す。図中の実線は実験データから式(4-7)の a , b を最小二乗法によって計算した校正曲線である。ただし、計算に用いた基準蛍光強度は温度 $T_0 = 30^\circ\text{C}$ における値を使用し、距離 x は一定に保った。

Fig.4-8 に濃度およびレーザ強度を変えて実験を行った結果を示す。図中の実線はいずれも実験データから式(4-7)の a , b を最小二乗法によって計算した校正曲線である。校正曲線の違いによる温度変換の誤差は $T = 40^\circ\text{C}$ のとき最大 0.68°C 、 $T = 50^\circ\text{C}$ のとき最大 1.40°C であり、レーザ強度および蛍光強度の検定曲線に対する影響は殆どないといってよい。また、以下の計算においては蛍光強度から温度への換算には、全てのデータから最小二乗法によって求めた a , b の値の平均値を使用して温度変換を行った。

4-3.4 レーザ誘起蛍光法による温度の計測限界

一般に光電子増倍管を用いて蛍光測定する場合のノイズは暗電流、熱ノイズおよびショットノイズが考えられる。一般的に暗電流と熱ノイズは外部からの光入力によるショットノイズに比べると小さく、また光電子増倍管の使用温度を低下することにより小さくなるので、信号の S/N 比を考えるとときはショットノイズが問題となる。このとき信号の S/N 比は次式で与えられる¹²⁾。

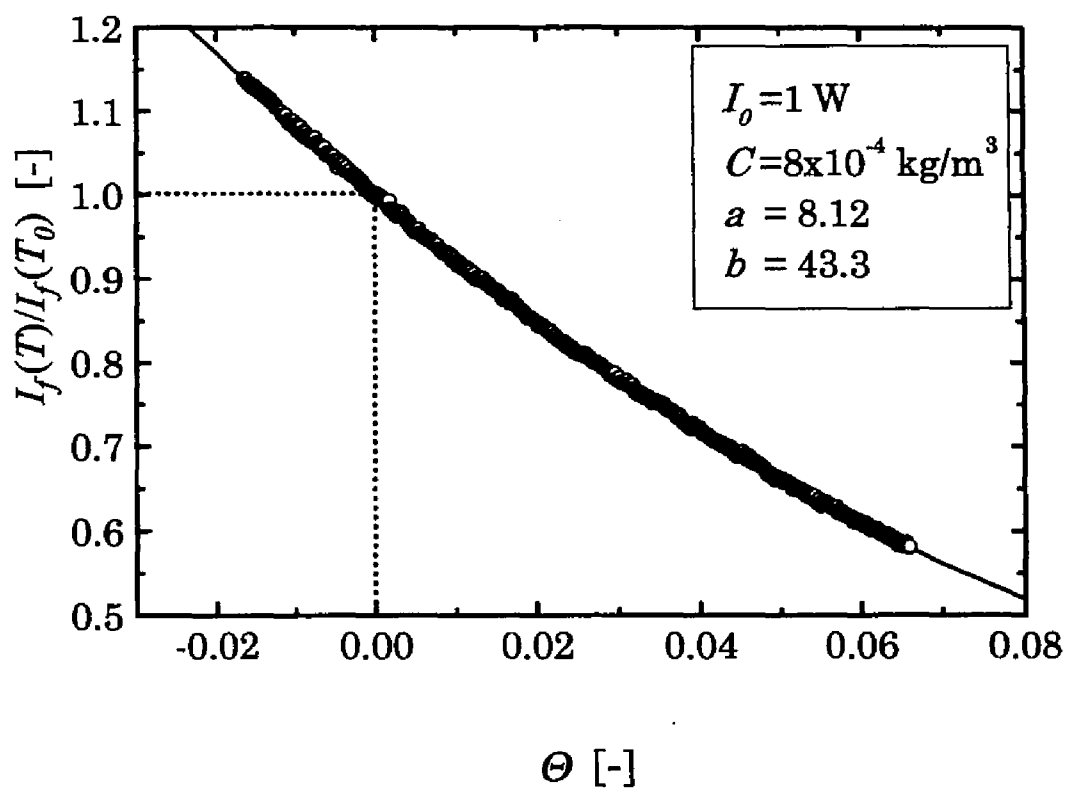


Fig.4-7 Variation of fluorescence intensity with temperature.

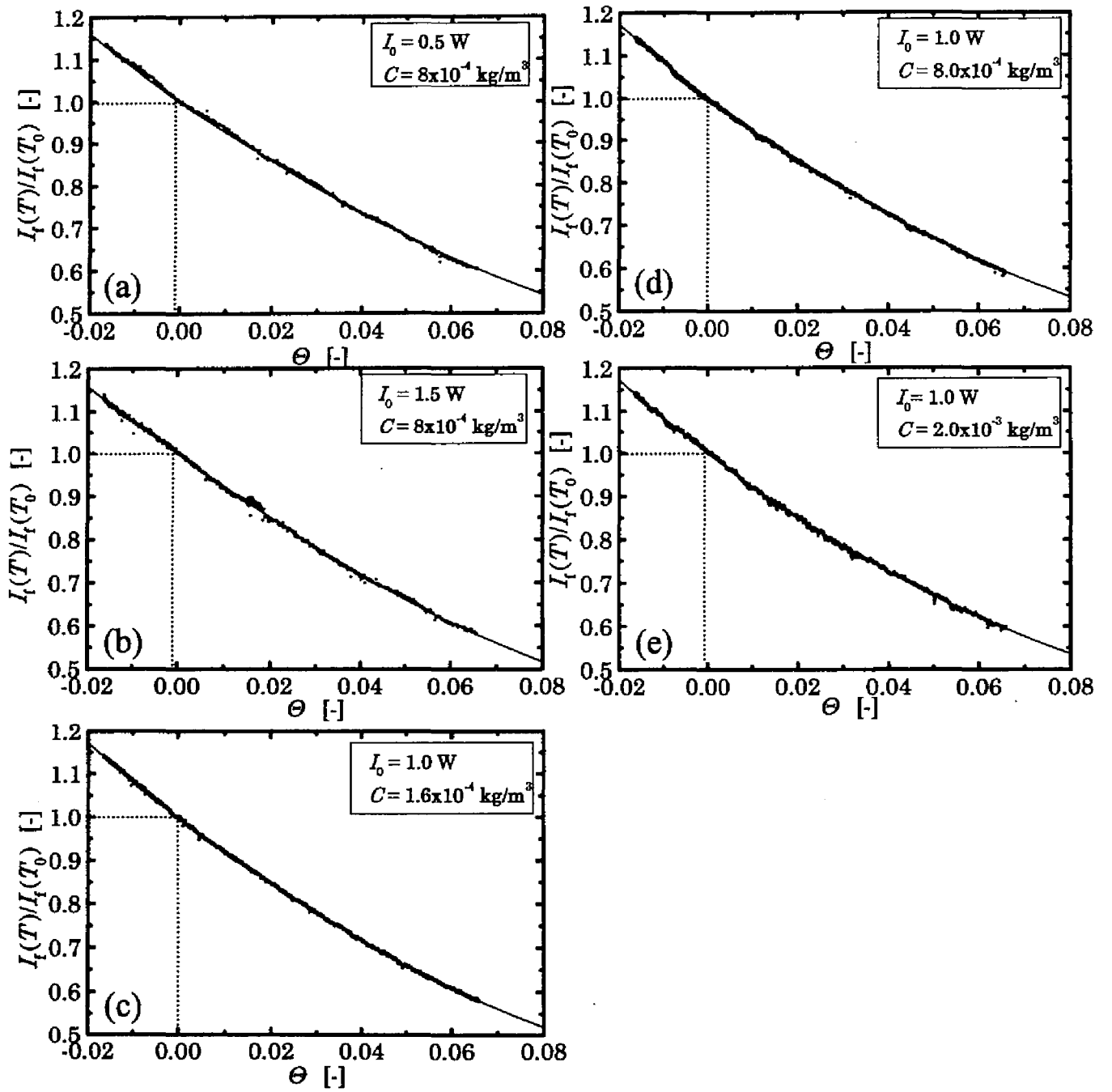


Fig.4-8 Calibration curves for various experimental conditions.

$$S/N = \left(\frac{I_k}{2eB} \right)^{0.5} \quad (4-9)$$

ここで I_k はフォトマル管の陰極電流、 e は電子の電荷、 B は測定系の周波数帯域である。陰極電流 I_k は、観測する光強度が大きいほど大きくなる。したがってノイズを小さくするためには、蛍光強度をなるべく大きくする、即ちレーザ強度(励起光強度)を大きくするか、蛍光染料の濃度を大きくすれば良い。また、式(4-9)は系の周波数帯域を出来るだけ狭くすることもノイズを小さくできることを意味する。Fig.4-9 は恒温槽にて $T = 30^\circ\text{C}$ に保たれた蛍光溶液から実際に測定される蛍光強度の、レーザ強度に対する S/N 比の変化を、Fig.4-10 は周波数帯域に対する S/N 比の変化を示す。図中の実線は式(4-7)による計算値を表す。図から両者とも実際測定されるノイズの方が、式(4-7)で予測される値より大きいことがわかる。これはショットノイズ以外の電氣的ノイズが考えられる。ノイズの原因としては励起光強度変動が最も影響が大きいと考えられる。レーザの出力は内部電源のスイッチングノイズにより変動するため、以下の実験においてはスイッチングノイズの影響の大きい 60 Hz 以上の周波数成分をローパスフィルタを通して除去した。

実際にはレーザ強度や蛍光物質の濃度は、レーザ減衰や蛍光飽和のために限界があるが、本実験においては蛍光飽和が起こらない領域でのみ計測を行った。さらに周波数帯域も対象とする現象に対して十分大きいことが必要である。本研究ではレーザ強度 1.0W、蛍光染料濃度 $8.0 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$ で出力信号に 60 Hz のローパスフィルタを使用した。この条件下で、 30°C 一定に保たれたローダミン B 水溶液を用いて実験し、先に得られた検定曲線から温度を算出したときの、温度の時系列変化および確率密度分布を Fig.4-11, 12 に示す。測定された温度の標準偏差は 0.072°C であり、本研究で対象とする温度変動の大きさを考慮すると、十分な温度分解能であると考えられる。

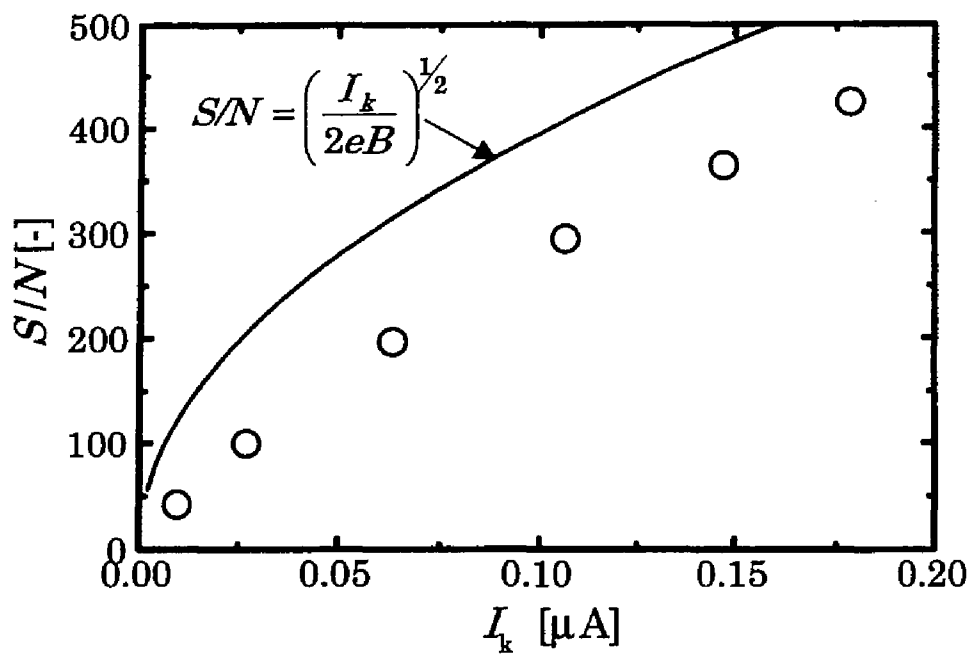


Fig.4-9 Variation of signal-to-noise ratio with cathodic electric current of photomultiplier.

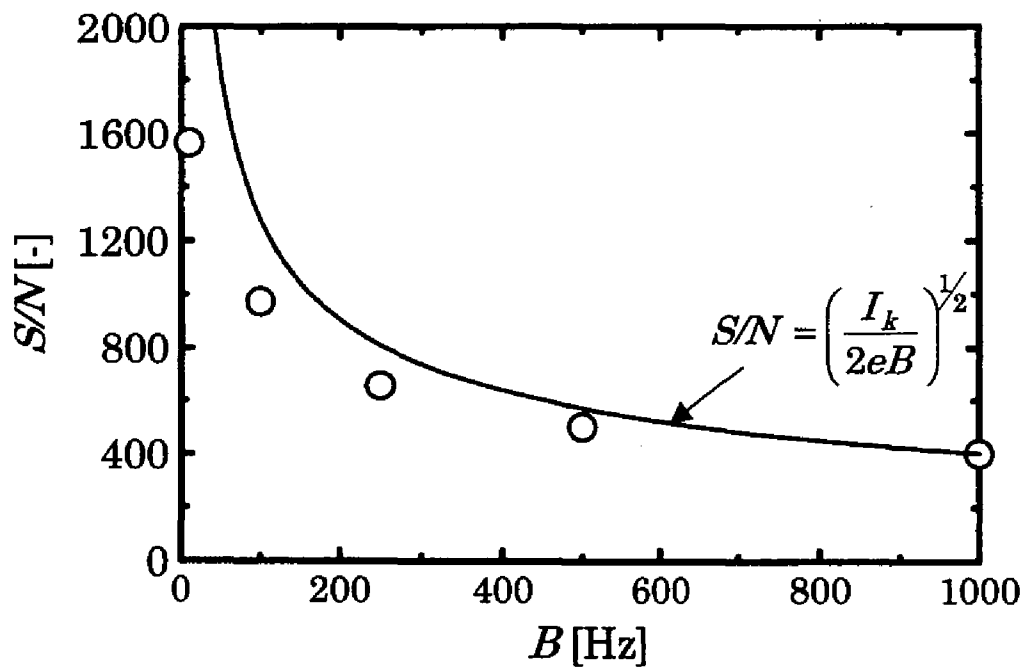


Fig.4-10 Variation of signal-to-noise ratio with the cut-off frequency.

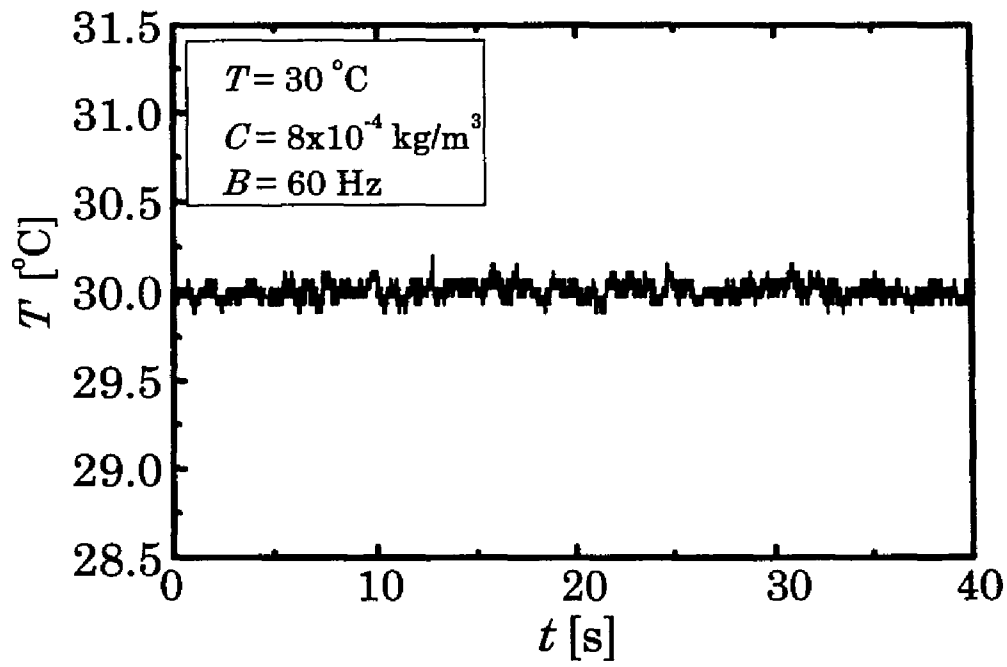


Fig.4-11 Time series of temperature fluctuation.

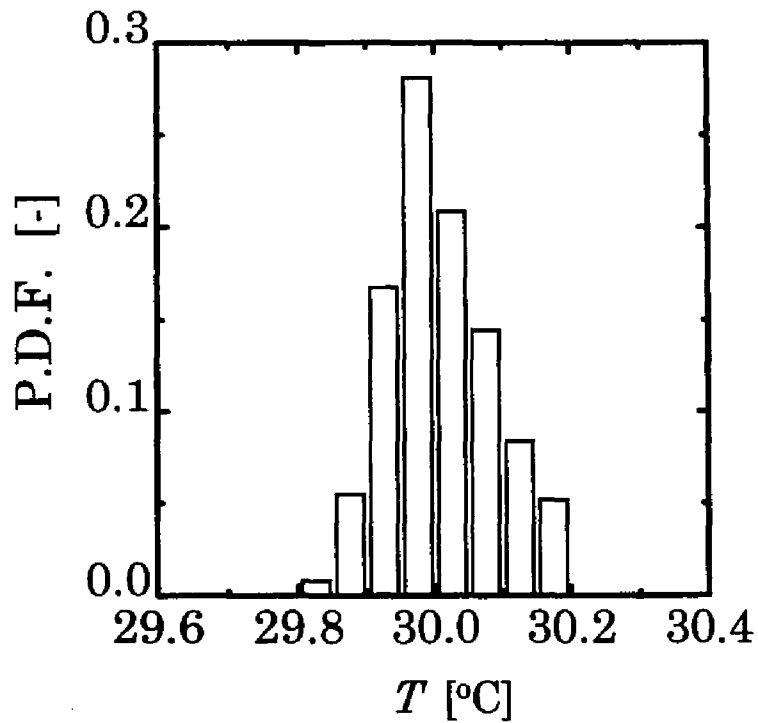


Fig.4-12 Probability density function of fluctuation of measured value.

4-3.5 壁面近傍における計測評価

これまで述べたようにレーザ誘起蛍光法は、テストセルを用いた性能評価により、温度計測にきわめて有効であることが確認された。しかしながら、壁面近傍における計測はこれまで十分には検討されていないために加熱した回転円板上における温度計測に使用できるかを検討する必要がある。さらに加熱した回転円板上には温度境界層が形成され、円板近傍の温度勾配が大きくなるため、円板近傍の温度測定の際にレーザを円板と平行に入射すると、屈折による光の揺らぎによって測定に誤差が生じる。しかし逆にレーザ光線と円板との角度を大きくし過ぎると、設置上の問題や、レーザの円板壁面における反射の影響、有効測定体積の減少などの問題が生じ、壁面近傍の計測を行うことができない。そこで本研究では、円板に対するレーザの入射角度を約 8° とした。さらに、有効な測定体積を小さくするため、レーザをビームエクspандаによって、レーザ径を $100\ \mu\text{m}$ 程度に絞った。

受光系の配置による測定体積の減少や円板面におけるレーザの反射の影響を調べるため、受光する光電子増倍管の位置をレーザの上方、レーザの側方の2通りに設定し、等温場にて円板を $10.0\ \text{rpm}$ で回転させ、蛍光強度を測定した。光電子増倍管の位置をレーザの上方に設置した場合の円板上高さ $z = 1.0\ \text{mm}$ での蛍光の時系列変動および、蛍光強度の円板上高さ方向分布を Fig.4-13, 4-14 に示す。Fig.4-13, 4-14 では共に独立に2回測定した結果をそれぞれ○印と□印で示している。

Fig.4-13 の蛍光強度の変動から、円板の回転 ($10.0\ \text{rpm}$) に同期した変動が見られる。これは加熱円板表面に埋め込んである温度センサの取付け位置周辺において壁面でのレーザの反射率が変化し、蛍光強度が変化したものと考えられる。またこのとき z 方向分布において、蛍光強度は z が大きい場合には2回の測定結果は共に z によらず一定値をとり、 z が $2\ \text{mm}$ 程度より小さくなると両結果は異なる値を示すが、両者とも壁面に近づくに従い減少する。これは励起光が壁面において反射するために受光系に導

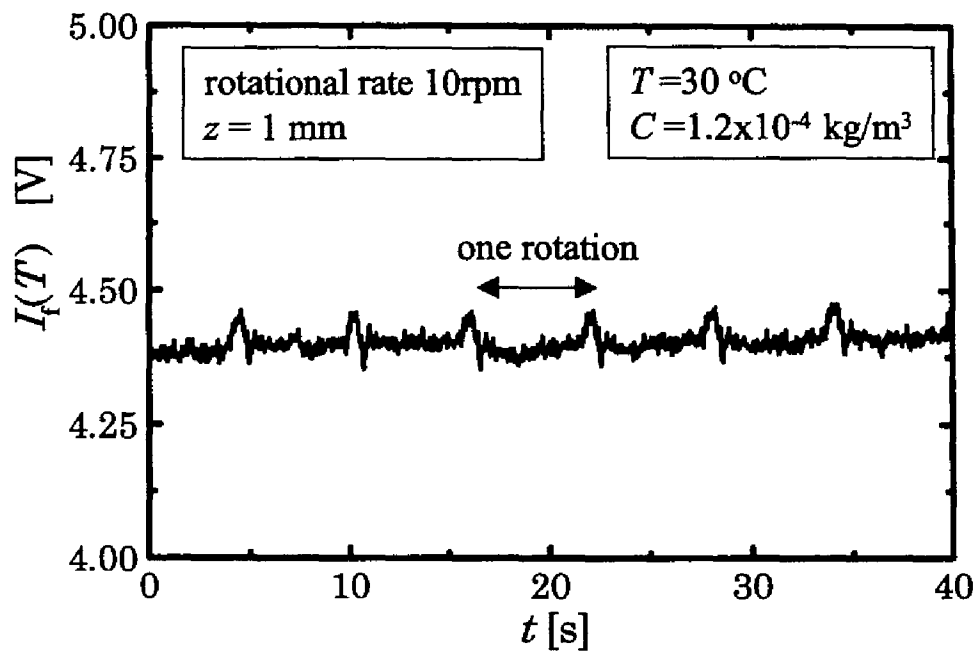


Fig.4-13 Time series of temperature fluctuation.

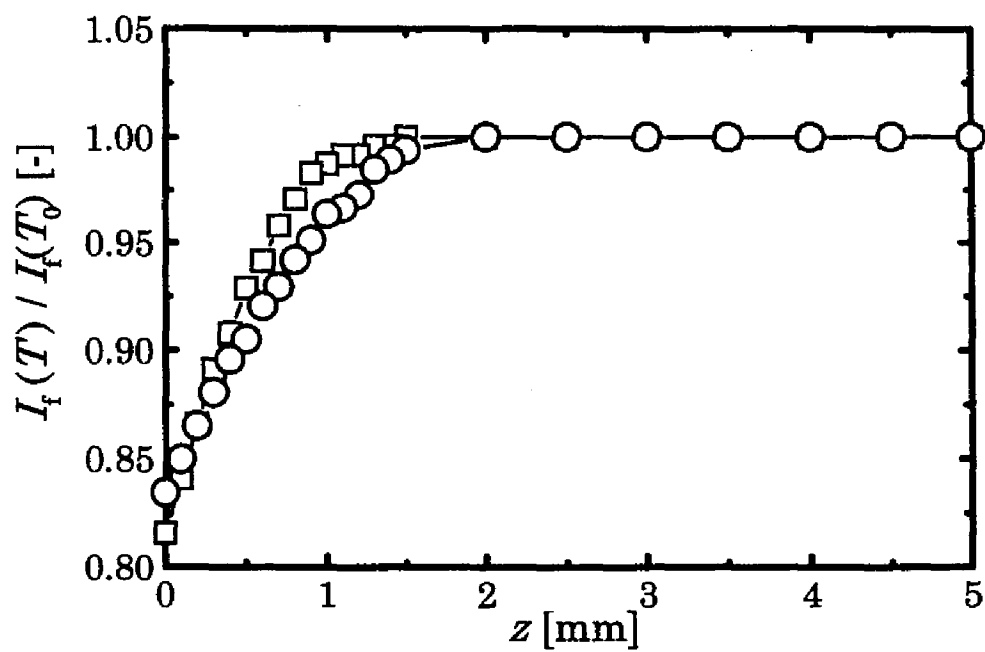


Fig.4-14 Variation of fluorescence intensity with distance from the wall.

かれる蛍光の体積が減少するためであると考えられる。

一方、受光系をレーザとほぼ同一の高さにおいて側方に設置した場合には Fig.4-15, 4-16 に示すように円板の回転に同期した変動はほとんどなく、壁面における反射の影響を受けていないことがわかる。さらに蛍光強度の z 方向の分布からも蛍光強度は壁面から $z = 1 \text{ mm}$ でも減少は見られない。しかし、 $z = 0.5 \sim 5 \text{ mm}$ 壁面近傍においては蛍光強度がわずかながら変化していることがわかる。これは、蛍光を側方から受光した場合には測定位置を高さ方向に変化させたときに装置の亚克力製外円筒の壁厚さの不均一性によって光の屈折にばらつきがでて、その影響を受けるためと考えられる。図中のキーの違いはこの不均一性によるばらつきの再現性を確かめるために2回測定を行ったものである。実験毎における基準蛍光強度の測定誤差は1パーセント以下であった。

以上の結果から、本研究では受光系の位置をレーザ側方とすることにした。さらに、 z 方向での蛍光強度の変動は、等温場で検定を行い、各々の位置における基準蛍光強度 $I_f(T_0, z)$ によって除することによって円筒壁による屈折率の影響を補正した。

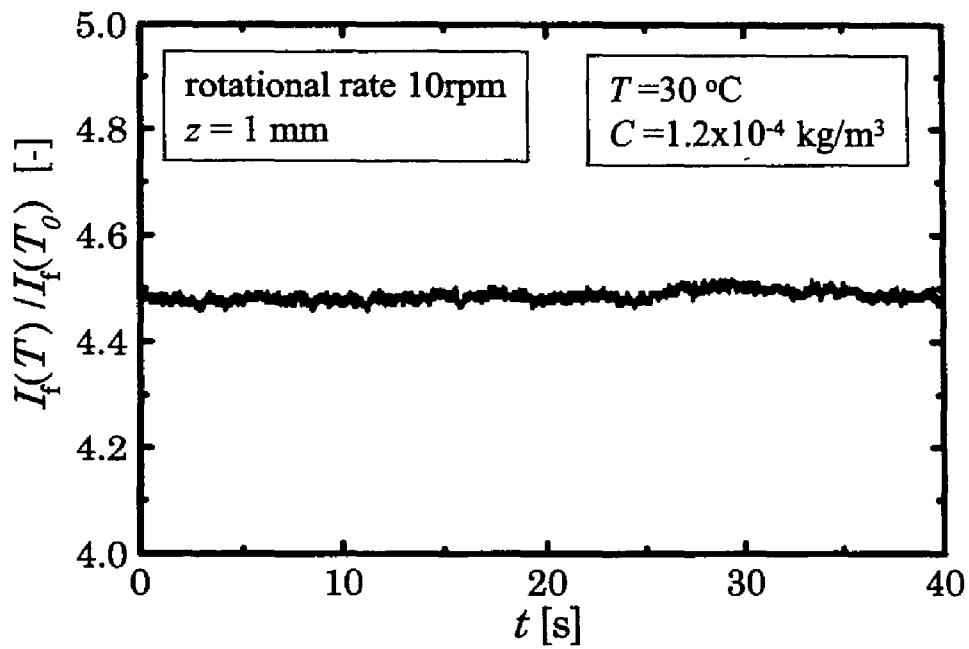


Fig.4-14 Time series of temperature fluctuation.

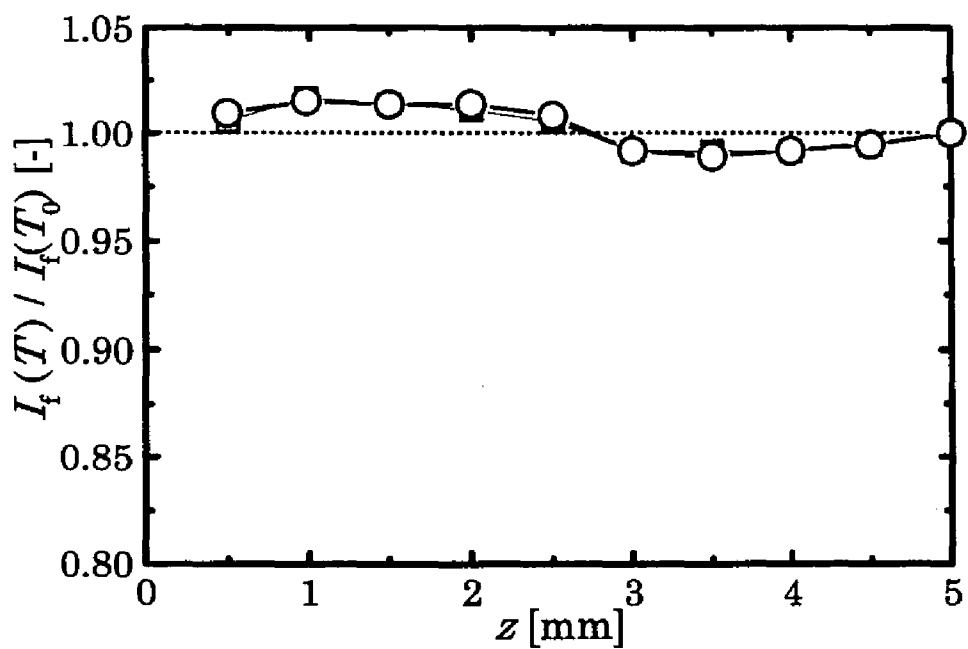


Fig.4-15 Variation of fluorescence intensity with distance from the wall.

まとめ

近年、温度計測に適用されているレーザ誘起蛍光法の精度評価を行い、本研究の回転円板上の流体の温度測定に LIF が適用可能であることを示した。第5章においてはここで示した測定方法を用いて実験を行った。

使用記号

A	: fraction of the available light collected	[-]
a	: constant defined in eq.(4-6)	[-]
B	: cut-off frequency	[Hz]
b	: constant defined in eq.(4-6)	[-]
C	: concentration of Rhodamine B	[kg/m ³]
E	: activation energy	[J/mol]
e	: electric charge of electron	[C]
I_f	: fluorescence intensity	[V]
I_{fm}	: maximum value of fluorescence intensity	[V]
I_k	: cathodic electric current	[μ A]
I_0	: incident laser power	[W]
$I(x)$: laser power at the position x	[W]
k	: temperature coefficient	[-]
L	: length of the sampling volume	[m]
R	: gas constant	[J/(mol·K)]
S	: Spectra	[-]
T	: temperature	[K]
T_0	: standard temperature	[K]
x	: distance along the incident beam	[m]
z	: distance from the wall	[m]

ε	: extinction coefficient of the dye	[m ² /kg]
ϕ	: quantum yield of fluorescence	[-]
λ	: wavelength of light	[nm]
Θ	: dimensionless temperature $ T-T_0 /T_0$	[-]

< Subscripts >

a	: absorption
f	: fluorescence
0	: incident light
max	: maximum

第5章 加熱された回転円板上淀み点流れの 自然対流支配領域における流動現象

緒言

流れに対し垂直に浮力が働いた場合、流れは不安定となり、渦列が発生する¹⁰³⁾が、一般的に二次元的な速度境界層において発生する渦列に対しての研究が多く、この場合、渦列は安定な状態ではスパン方向に位相速度を持たないことが多く、時間平均温度や温度変動強度などの空間分布を測定すれば、発生した渦列の構造をある程度推測することができる²⁸⁾⁴⁰⁾⁶⁷⁾。

水平加熱回転円板上にもそのような渦列が発生するが、これについて研究された例は今のところない。この渦列は円板の回転に伴い周方向および半径方向へと移動するが、位相速度をもった渦列に関する研究も非常に少ない¹⁰⁵⁾。このように渦列がある位相速度をもって移動する場合には固定点における温度や速度の時間平均値からだけの情報では渦構造を推測することは不可能である。そこで本研究では回転円板上に現れる渦列の性質を調べることを目的として、速度－温度の同時測定をおこなった。

5-1 従来の研究

水平加熱回転円板上に発生する渦列についての研究は現時点ではほとんど見当たらない。したがって本研究と従来の研究を直接比較することは困難である。

浮力による不安定な流動現象は Rayleigh-Bénard 対流に代表され、現在もカオスの研究にも関連して数多くの研究が行われている。さらに浮力の影響に強制対流が重畳した例として Poiseuille 流あるいは Blasius 流に浮力が加わった場合の不安定性に関する研究が数多く行われている³⁷⁾⁴⁰⁾⁶⁴⁾⁸⁶⁾⁸⁷⁾⁸⁸⁾⁹¹⁾。しかしながら、回転円板上の流れは、三次元境界層を形成し、コリオリ力や遠心力の効果が無視できない。このような複雑な流動現象は主に気象や海洋の流れに関して行われている^{7)12) 18)52)84)}。しかし、一般に気象や海洋の流れの研究は主として、フィールド測定に即した非定常な流れ場が多く、本実験のように単純化されたモデルに基づいた基礎研究はほとんどない。

したがって、本研究では温度と速度を同時測定することにより、渦の性質を調べた。

5-2 実験方法

Fig.5-1 に実験に用いた装置の概略を示す。流体にはレーザ誘起蛍光法による温度計測を行うために蛍光染料として濃度 $C = 8.0 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$ のローダミン B 水溶液を用いた。流体はリザーバタンクからポンプによってアクリル円筒上部に流入し、偏流防止用のバッフル板で粗く整流された後、二枚の多孔板で一様流にされ、回転円板に垂直にあたる。回転円板は直径 30 mm のシャフトに固定されており、シャフトは 1.5 kW のギヤードモーターによって回転する。回転数はコントローラを用いて変化させた。円板加熱用電気ヒータへの電力供給にはスリップリングを用いた。

実験方法は、円板を回転、加熱して定常に達した後、流入水量をオリフィスマノメータ、円板の回転数をデジタルタコメータあるいはストップウォッチによって測定した。加熱量は、デジタルボルトメータにより、ヒータに加えた電圧と電流値から電力量を計算し、ジュール熱を求めることにより決定した。実験時の水温は 25 °C で一定に保った。

Fig.5-2 に光学系の配置を示す。鉛直方向速度の測定にはレーザドップラ流速計(DISA, 55X)(LDV)を用いた。LDV の励起光源には 10 mW の He-Ne レーザ(日本電気(株), GLG5410)を用いた。レーザ誘起蛍光法(LIF)には出力 5 W の Ar イオンレーザを用いた。蛍光強度の測定は温度境界層による屈折の影響を最小限にするためにレーザ入射方向とほぼ同じ方向から光電子増倍管を用いて測定した。また、蛍光だけを測定するために波長 $598.3 \pm 5 \text{ nm}$ のバンドパスフィルターを用いた。LDV と LIF の測定体積が一致するように光学系を調節した。なお、円板近傍の流れを測定するために LDV の送光系および LIF の送受光系は円板に対して約 8° の角度をつけた。円筒の曲率の影響を除去するために、テストセクションの周囲を直方体の補償水槽で覆った。

LDV の信号処理器にはトラッカおよびカウンタプロセッサを使用した。LIF の計測では光電子増倍管の電流信号を I-V コンバータで電圧に変換した。速度および温度信号は 10 Hz のローパスフィルターを通した後、AD コ

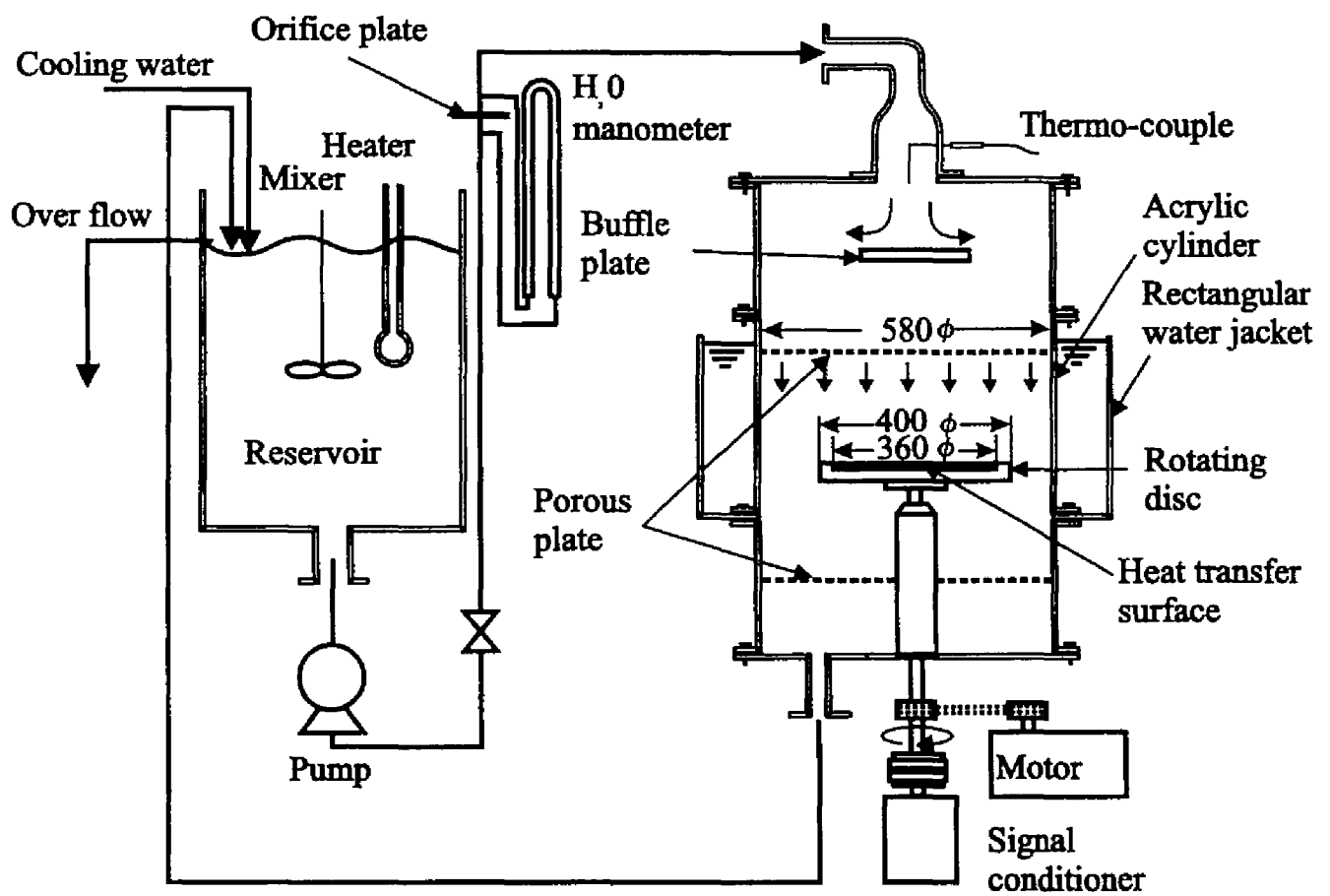


Fig.5-1 Schematic diagram of experimental apparatus.

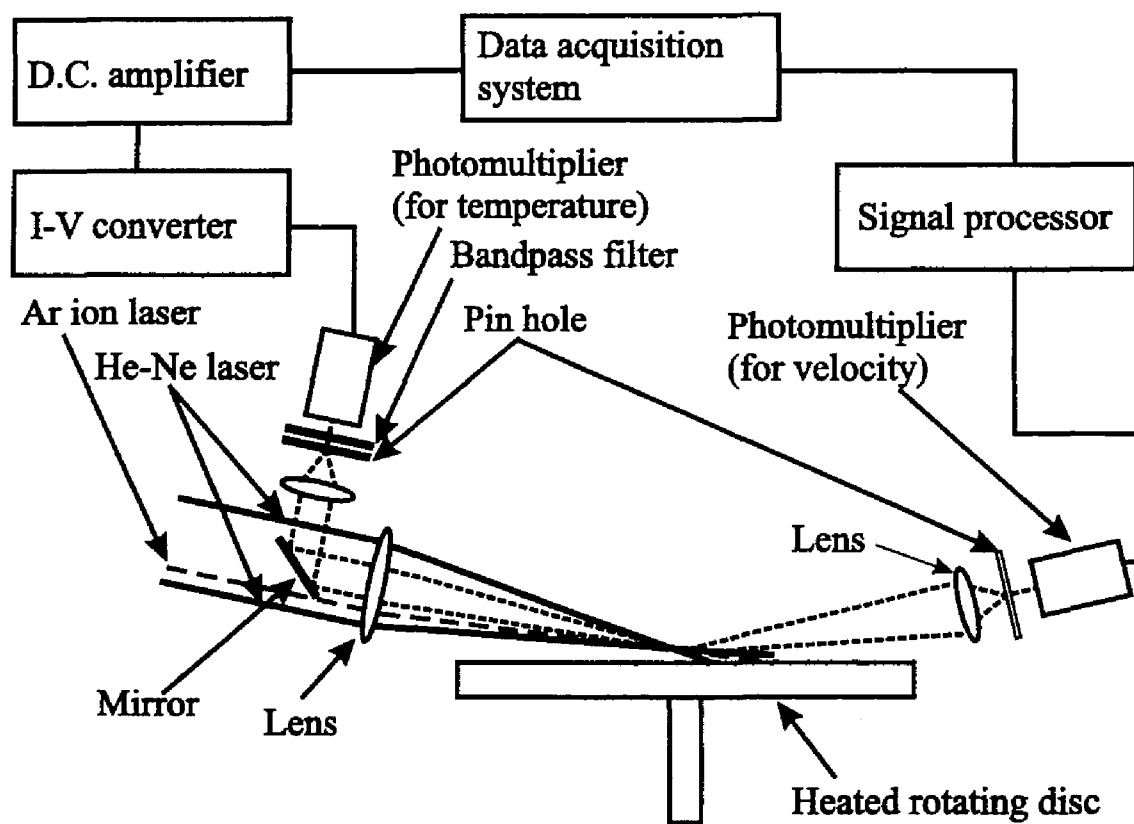


Fig. 5-2 Schematic drawing of optical set-up and measurement system.

ンバータでデジタル化し、パーソナルコンピュータにて収録した。サンプル数は 2^{14} で、サンプル周波数は 100 Hz とした。

実験条件を Table 5-1 に示す。

Table 5-1 Experimental Conditions

T_s	20, 25	[°C]
q_w	$1 \times 10^3 \sim 2 \times 10^4$	[W/m ²]
ω	0.23 ~ 1.2	[rad/s]
Re	10000 ~ 60000	[-]
Re_s	2000	[-]
Gr_q	$1.0 \times 10^{10} \sim 3.0 \times 10^{11}$	[-]
Pr	5.0 ~ 6.7	[-]

5-3 実験結果及び考察

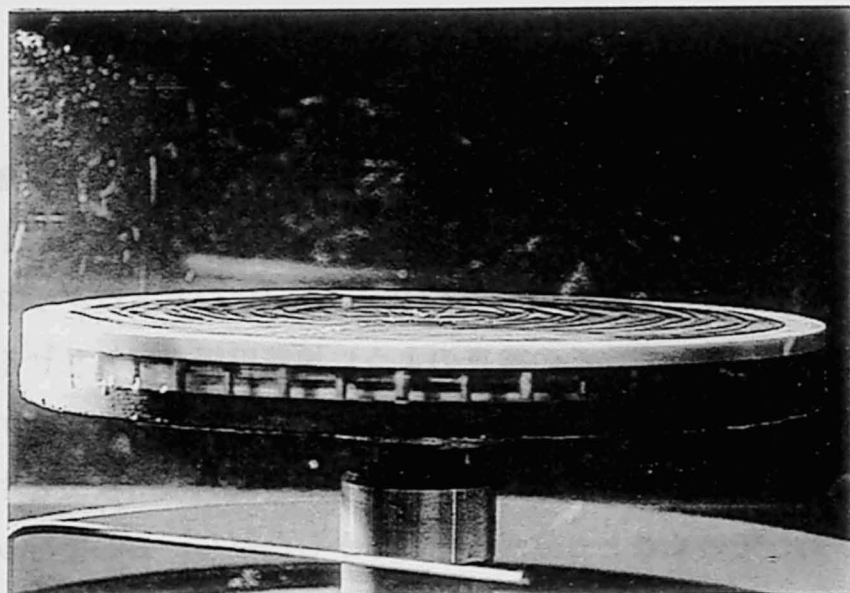
5-3.1 可視化実験

可視化実験は浮力による不安定が発生すると考えられる自然対流支配領域で行った。可視化法としてはシャドウグラフとレーザ誘起蛍光法 (LIF)⁽⁶⁶⁾⁽⁸¹⁾の2つの方法を用いた。まず Fig. 5-3(a)にシャドウグラフによる可視化結果の一例を示す。この写真のように加熱円板を回転させると等温場並びに強制対流支配領域では見られない同心円上の数本の渦列が円板上に発生することが分かる。また、可視化からこの渦列は円板上を半径方向外向きに移動していくことも分かった。しかしながら、ここで行ったシャドウグラフでは可視化方向に制限があり、厳密に正しい温度分布を可視化しているとはいえない。

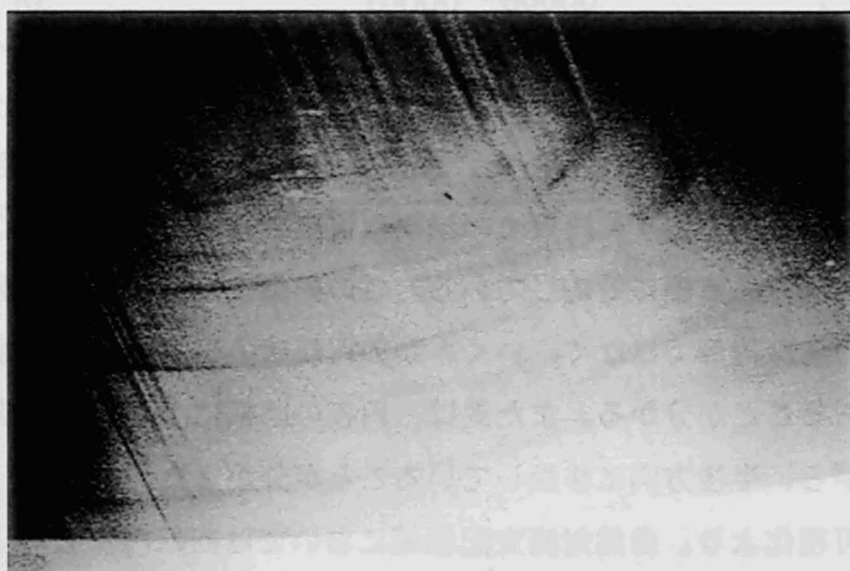
そこで、次に示すようなレーザ誘起蛍光法での実験を行った。蛍光染料としてはローダミンBを用いた。アルゴンイオンレーザを円筒レンズによってシート状にして円板面と水平になるよう入光させ、斜め上方から CCD カメラによって撮影を行った。Fig. 5-3(b)にレーザ誘起蛍光法による可視化画像の一例を示す。円板上の濃淡は温度の違いを表し、暗く見える部分が高温部である渦に対応している。この画像より、円板上の渦列のそれぞれは完全な円形ではなく、いく本かの円弧状の渦が周方向に並んでいるものであることが分かる。また渦は、円板の回転に少し遅れて接線方向に流れながら、半径方向に移動していることが分かった。

以上の可視化より、自然対流支配領域においては回転円板上に Fig. 5-4 に示すような渦列が発生し、この渦列が接線方向及び半径方向に移動していることが分かった。また、 $Re = 50000$ の場合、可視化写真から渦列間隔を求めると約 1.7~2.8 cm 程度であった。

Fig.5-5 に色素流脈法による渦の可視化画像を示す。これは Ar イオンレーザのシート光を回転円板の中心軸を通るように垂直に入射させ、円板中心近傍からシリンジによってローダミン B 水溶液を注入して、VTR によ



(a) Shadowgraph image.



(b) LIF image.

**Fig.5-3 Visualization of circumferential vortices on the rotating disc.
($Re = 50000$, $Re_s = 2000$, $Gr_q = 1.68 \times 10^{11}$).**

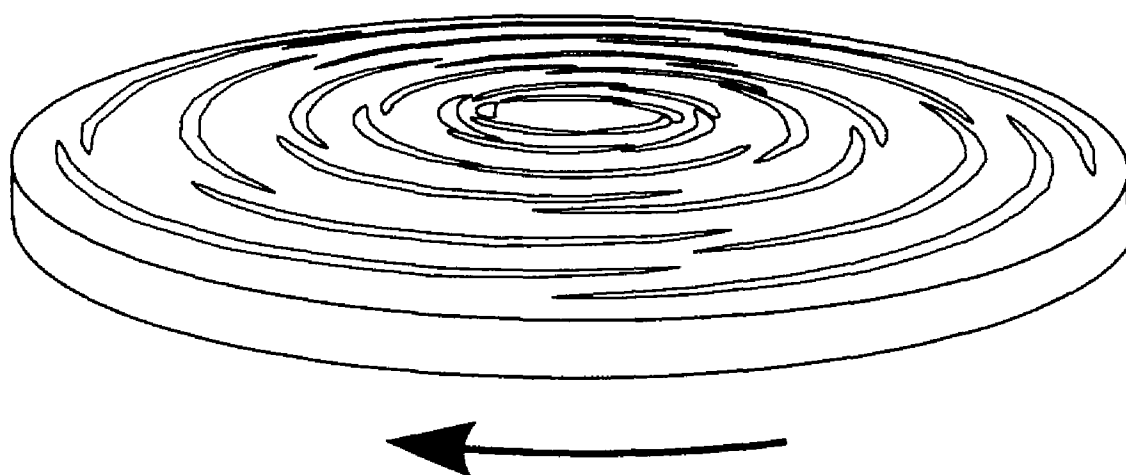


Fig.5-4 Schematic sketch of circumferential vortices.

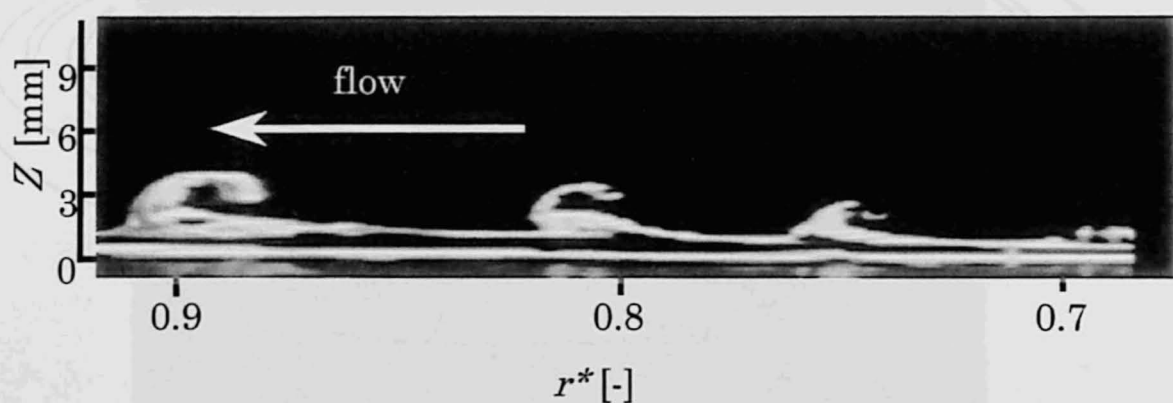


Fig. 5-5 Visualization of the vortices.
 $(Re=60000, Re_s=2000, Gr_q=1.8 \times 10^{11})$

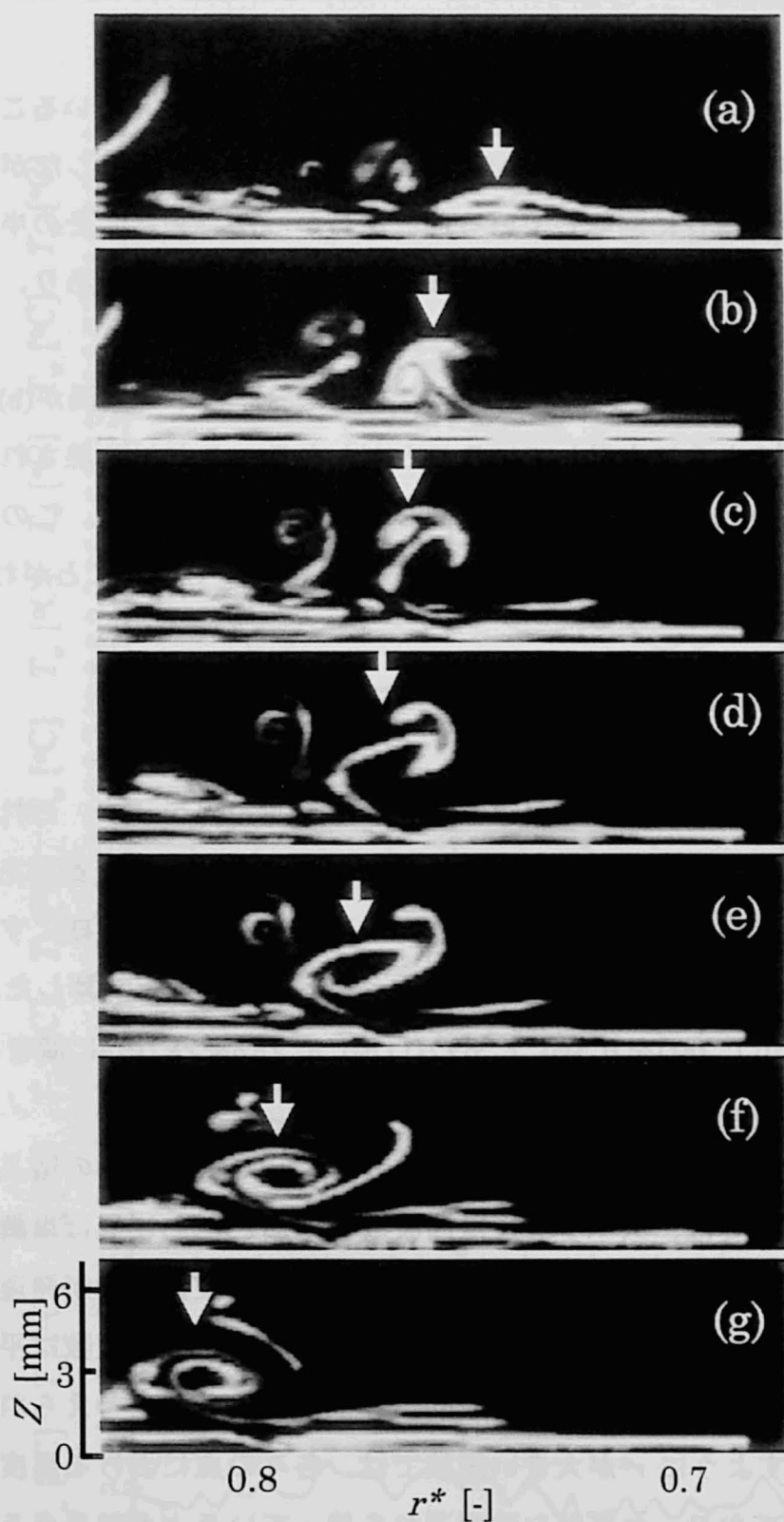


Fig. 5-6 Successive photograph of the vortex.
($Re=60000, Re_s=2000, Gr_q=1.8 \times 10^{11}$)

Fig.5-7. Temperature fluctuation of the rotating disc.

($Re=50000, Re_s=2000, Gr_q=1.52 \times 10^{11}$)

(4-2)

って記録したものである。図から回転する渦の様子を捉えていることがわかる。VTR による観察からこの渦は半径方向外向きに移動しながら、鉛直断面内で時計周りに回転していることがわかった。また、その半径方向の幅は 7~8 mm、円板に垂直方向の高さは 4~5 mm 程度であり、渦の中心は壁から約 3 mm の位置にあることがわかる。

Fig.5-6 (a)~(g)に渦の連続写真を示す。(a)における小さな渦が(b)でサーマルプルームのように上昇していることがわかる。これは加熱された平板上に現れるもの(Tamai et al., 1983)と同じものと考えられる⁹⁰⁾。このように上昇した流体は(c)~(g)において回転する渦に発達していることがわかる。

5-3.2 円板温度の時間変化

Fig. 5-7 に円板上の各点における温度の時間的变化を示す。これらの図からわかるように円板中心近傍では、比較的低い周波数の変動があり、 r^* が大きくなると高周波の変動が目立つようになる。これを明確にするために次式で定義される温度変動のパワースペクトル $E_w(n)$ を計算した。 $E_w(n)$ は式(2-9),(2-10)で $v(t)$ を $\theta_w(t)$ に、式(2-11)の $E_v(n_i)$ を $E_w(n_i)$ に置き換えることによって得られる。

温度変動のパワースペクトルの一例を Fig.5-8 に示す。この図より、円板中心部においては、スペクトルは周波数の増加とともにほぼ単調に減少するが、 r^* が大きくなるにしたがい、1Hz 付近の周波数成分が発達していることがわかる。 $Re = 50000$ の場合にこのピークを示す周波数は平均 1.37 Hz である。このような温度変動は渦列の通過に伴うものと考えられるが、Fig. 5-7 に示すように r^* が大きい領域では、各々の点における温度変動は互いによく似ており、わずかな時間遅れを伴っているように見える。

そこで次式で定義される 2 点の温度変動から得られる相互相関係数を計算した。

$$R_{12}(r_2 - r_1, \tau) = \overline{\theta_w(t, r_1) \theta_w(t + \tau, r_2)} / \overline{\theta_w'(r_1) \theta_w'(r_2)} \quad (5-1)$$

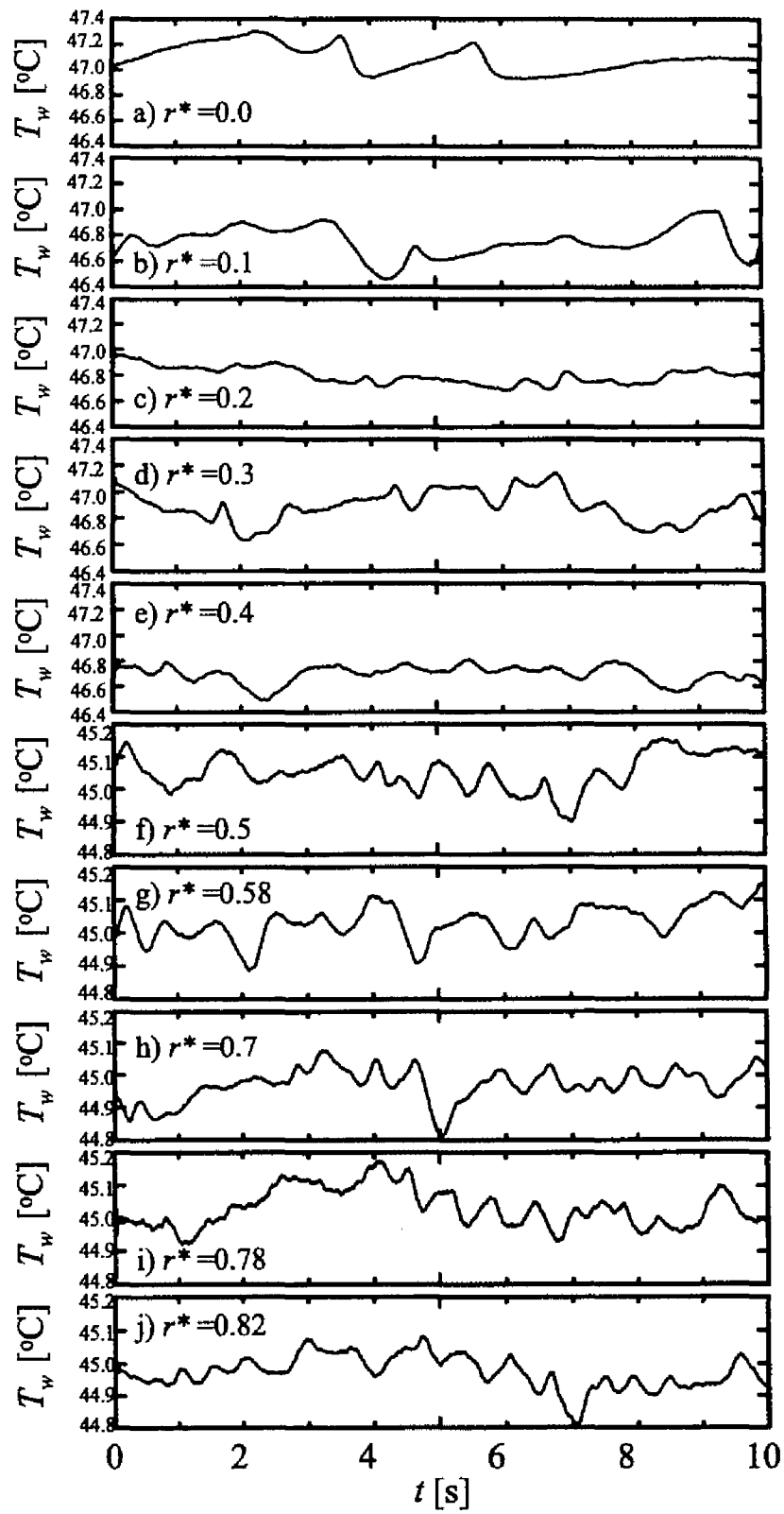


Fig.5-7 Temperature fluctuation of the rotating disc.
 $(Re = 50000, Re_s = 2000, Gr_q = 1.52 \times 10^{11})$

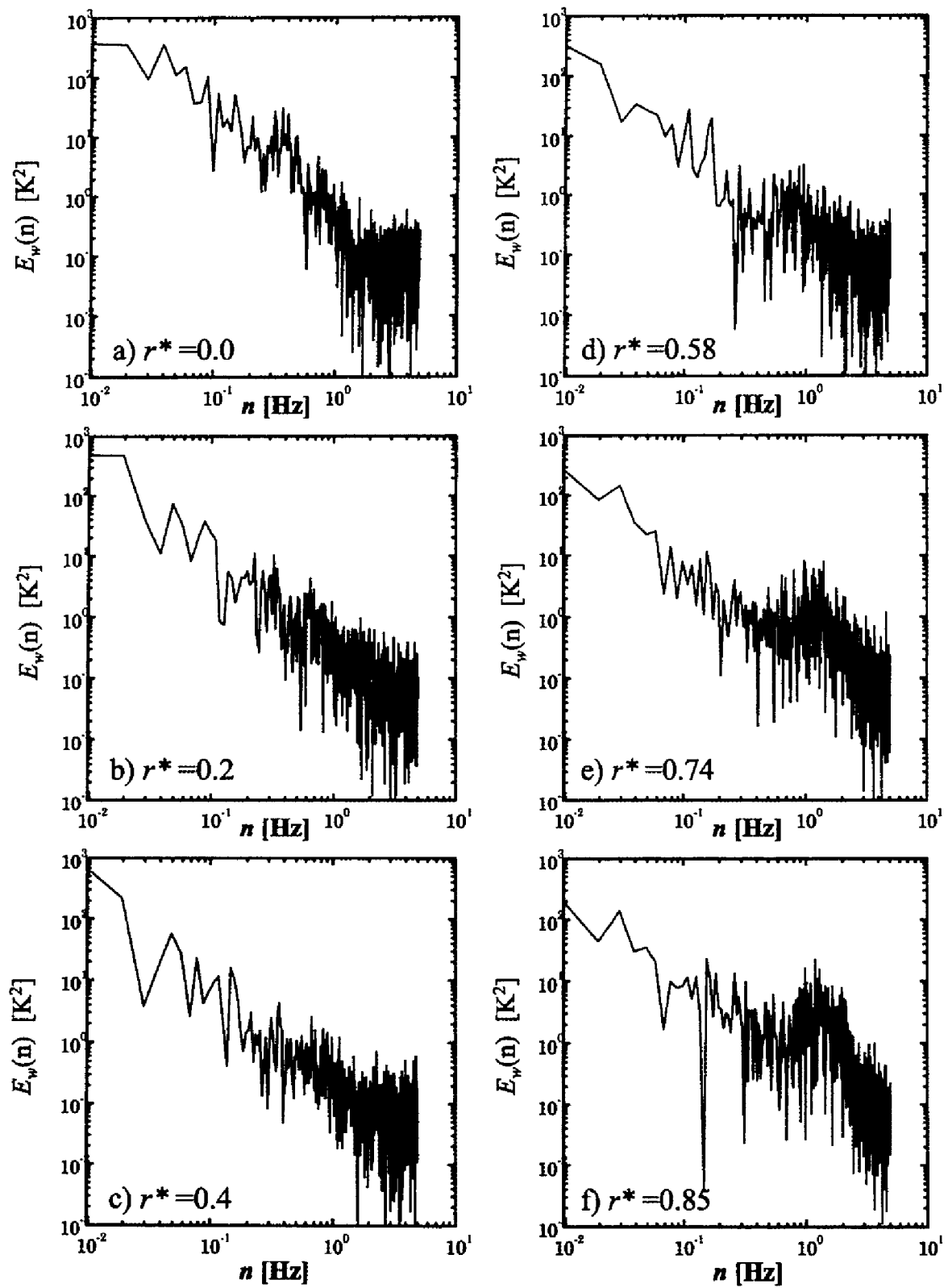


Fig.5-8 Power spectrum of the temperature fluctuation.
($Re = 50000$, $Re_s = 2000$, $Gr_q = 1.52 \times 10^{11}$)

一例を Fig. 5-9(a)～(f)に示す。Fig.5-9(a)および(b)から、円板中心近傍では、相互相関係数には明確なピークが現れないが、 r_1^* および r_2^* が大きくなると明確なピークを持つようになる。Fig.5-9(f)の場合、遅れ時間は $\tau_\ell = 0.21$ s となり、温度変動が半径方向に伝播していることがわかる。渦列が中心から円板端へと移動することを考えると、遅れ時間 τ_ℓ と 2 点間の距離 $r_2 - r_1$ とから計算される速度

$$U = (r_2 - r_1) / \tau_\ell \quad (5-2)$$

は渦列の半径方向の伝播速度を表していると考えられる。

Fig.5-10 に $r_1^* = 0.74$ に固定して、 r_2^* を変化させて、相互相関係数を求めた例を示す。Fig.5-10(a)から $r_2^* < r_1^*$ の場合には $\tau < 0$ において相互相関係数はピークをもち、 $r_2^* > r_1^*$ の場合には $\tau > 0$ において相互相関係数はピークをもつ。さらに遅れ時間 τ_ℓ は、 $r_2 - r_1$ の増加と共に増加し、渦が半径方向外側に移動していると考えられる。

そこで $Re = 50000, 30000$ の各データに対し円板上の隣接する 2 点間における温度変動の相互相関係数を求め、そのピークと 2 点間距離より変動の伝播速度 U を求めたものを Fig.5-11(a),(b)に示す。Fig.5-11(a)からわかるように伝播速度は $r^* < 0.5$ では、かなりばらついた値となるが $r^* > 0.5$ ではグラスホフ数にはよらず、 $\bar{U} = 2.77 \times 10^{-2}$ m/s とほぼ一定の値をとるようになる。これは渦列は周方向に伸張されて発達するが中心部では、渦列が十分に発達していないためと考えられる。またこれが、Fig. 5-3(c)に示したようにヌッセルト数が r^* の小さい領域と大きい領域でやや異なる値を示す原因であると考えられる。Fig.5-11(b)の $Re = 30000$ の結果からも同様に円板中心部では伝播速度はかなりばらついた値となるが、 $r^* > 0.6$ では、どの Gr_q における伝播速度もほぼ一定の値に収束していることがわかる。この伝播速度がほぼ一定値をとり始める r^* の値は Re によって変化するようにであるが、詳細については今後さらに検討を進める必要がある。

また、 $Re = 50000, Re_\tau = 2000$ の場合、渦移動の平均速度 2.77×10^{-2} m/s と

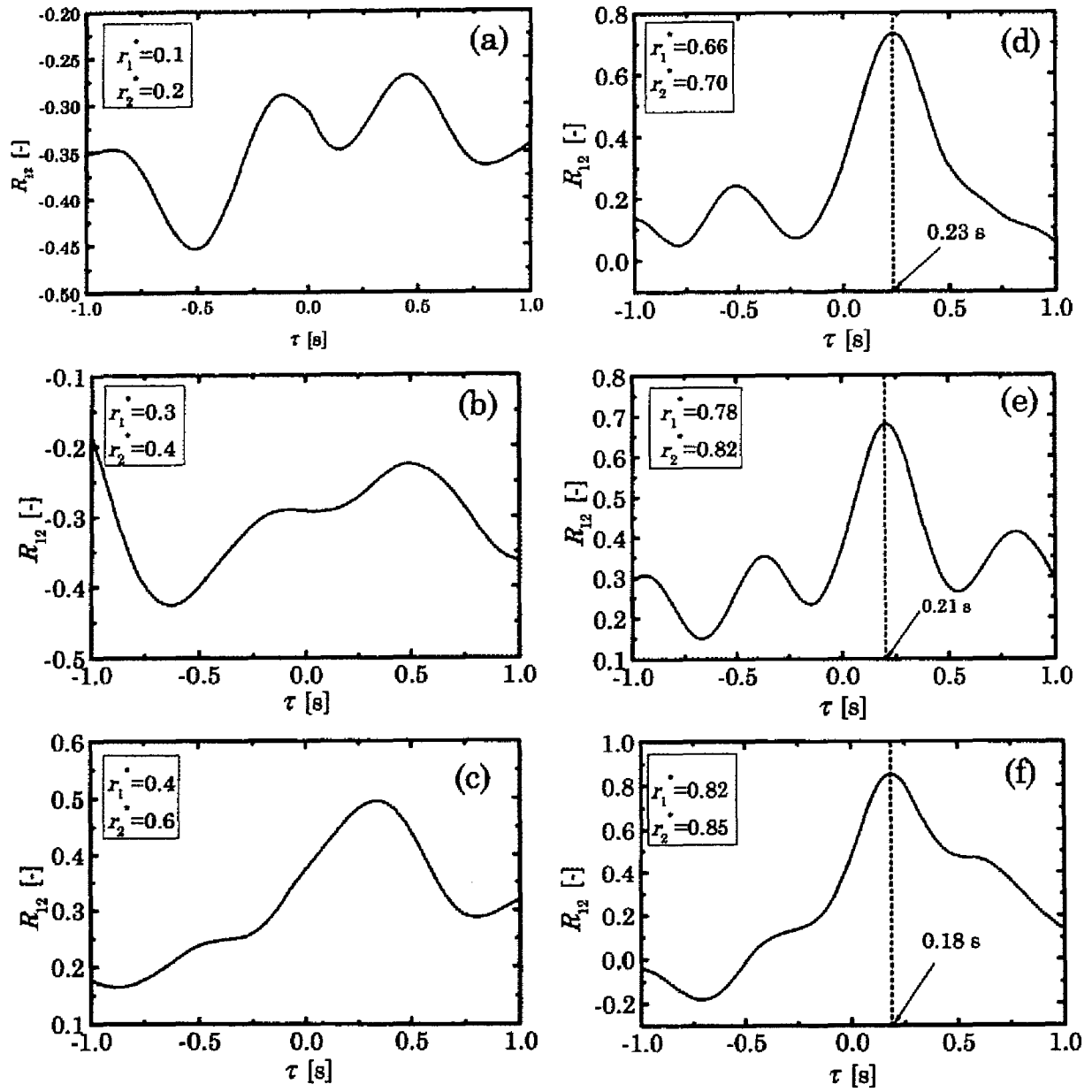


Fig.5-9 Cross correlation coefficients.
($Re=60000$, $Re_s=2000$, $Gr_q=1.52 \times 10^{11}$)

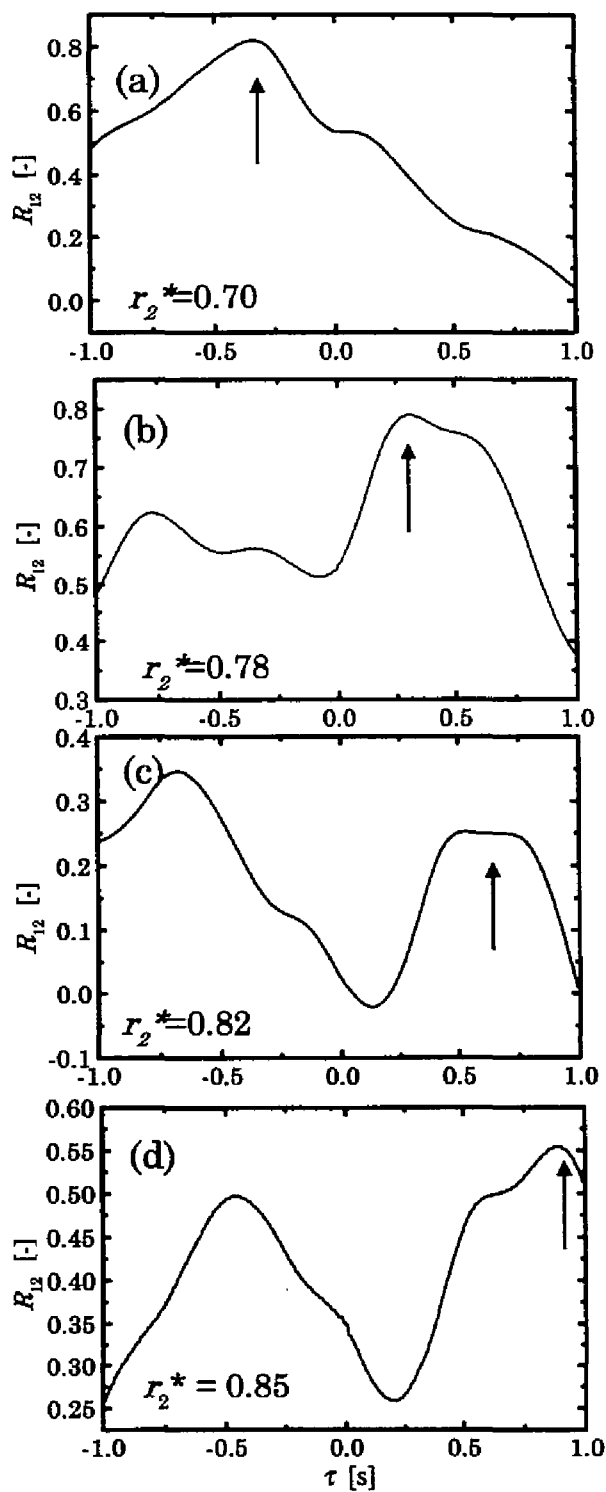


Fig.5-10 Cross correlation coefficients.
 $(r_1^* = 0.74, Re = 60000, Re_s = 2000, Gr_q = 1.52 \times 10^{11})$

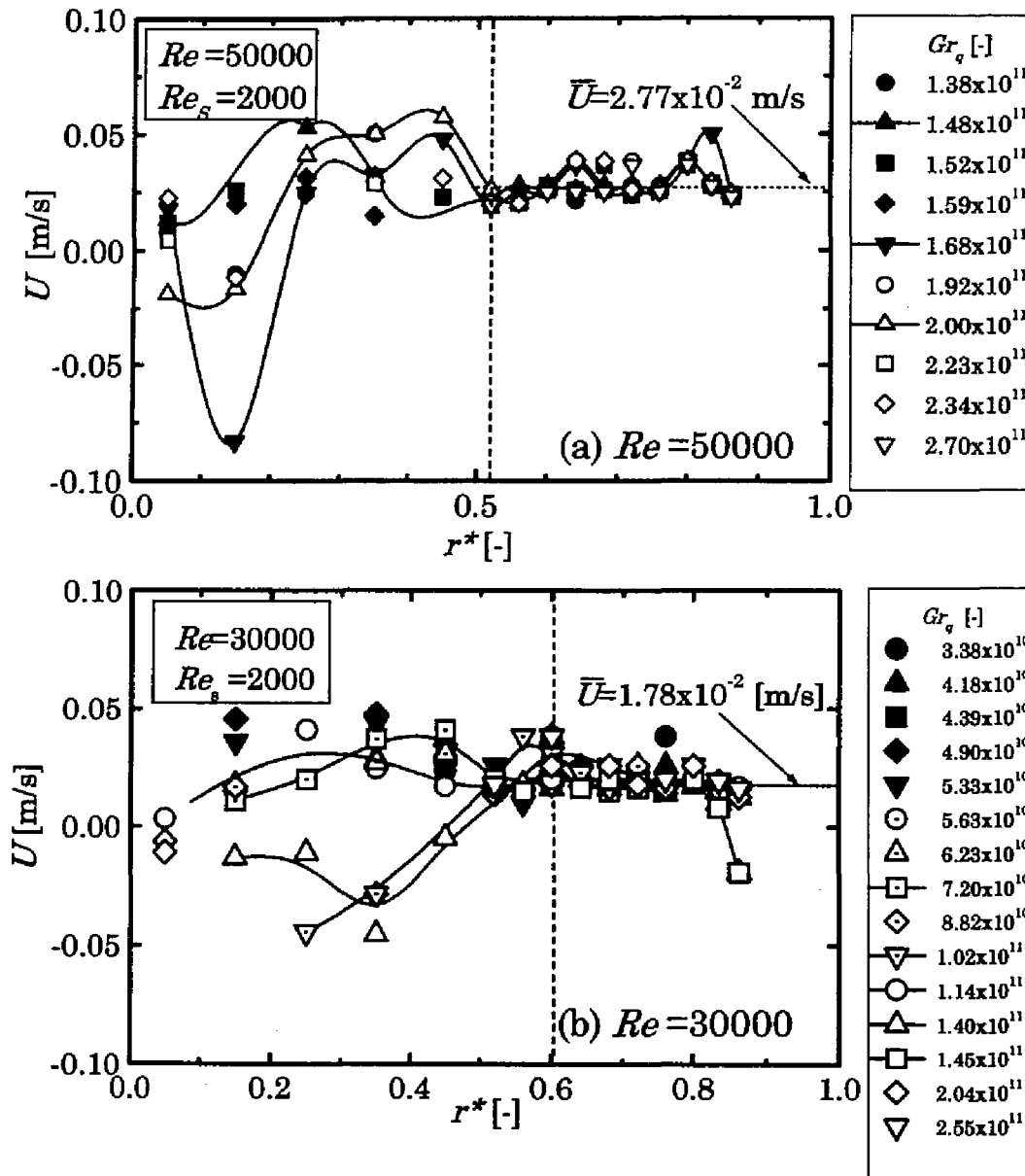


Fig.5-11 Radial propagation of the circumferential vortices.

パワースペクトルのピーク周波数 1.37 Hz から特性長さスケールを計算すると 2.02 cm となる。これは可視化で得られた渦列間隔が 1.7~2.8 cm であることと良く一致する。しかしながら、半径方向に局所回転レイノルズ数が増加することを考慮すれば、渦列間隔も半径方向に変化することが予想される。今後、更に詳しく検討する必要がある。

5-3.3 時間平均速度分布および温度分布

Fig.5-12 に時間平均鉛直方向速度の z 方向分布を示す。図中の実線は等温場における無限回転円板(free disc)についての理論解である。本実験では既に述べたように壁面近傍の測定のために厳密に鉛直方向速度を測定しておらず、鉛直方向から 8° 半径方向に傾いた方向の速度を測定している。そのため図中の理論値は傾斜角を考慮した計算結果を示している。式 (3-20a) より、自然対流支配と強制対流支配の境界となる臨界グラスホフ数は $Re = 60000$ 、 $Re_c = 2000$ のとき、 $Gr_{qc} = 1.4 \times 10^{11}$ と計算できる。Fig.5-12 の実験条件は $Gr_q > Gr_{qc}$ であり、浮力の影響を受けているにも関わらず、実験値と free disc の理論値とはよく似た傾向を示しており、流れは自然対流支配であるにも関わらず、時間平均の速度分布としては理論解とほぼ同じオーダーの速度境界層が発達していることがわかる。また、境界層の厚さは本実験の場合、4~5 mm 程度であることがわかる。

Fig.5-13 に時間平均温度の z 方向分布を示す。温度分布も Fig.5-12 の速度分布と同様に浮力の影響を受けているにも関わらず、実験値と free disc の理論値とはよく似た傾向を示していることがわかる。

5-3.4 速度および温度の変動強度分布

$Re = 60000$ 、 $Gr_q = 1.8 \times 10^{11}$ における鉛直方向速度の変動強度の z 方向分布を Fig.5-14(a)に示す。図より、速度変動強度は $r^* > 0.6$ では $z = 3 \sim 5$ mm

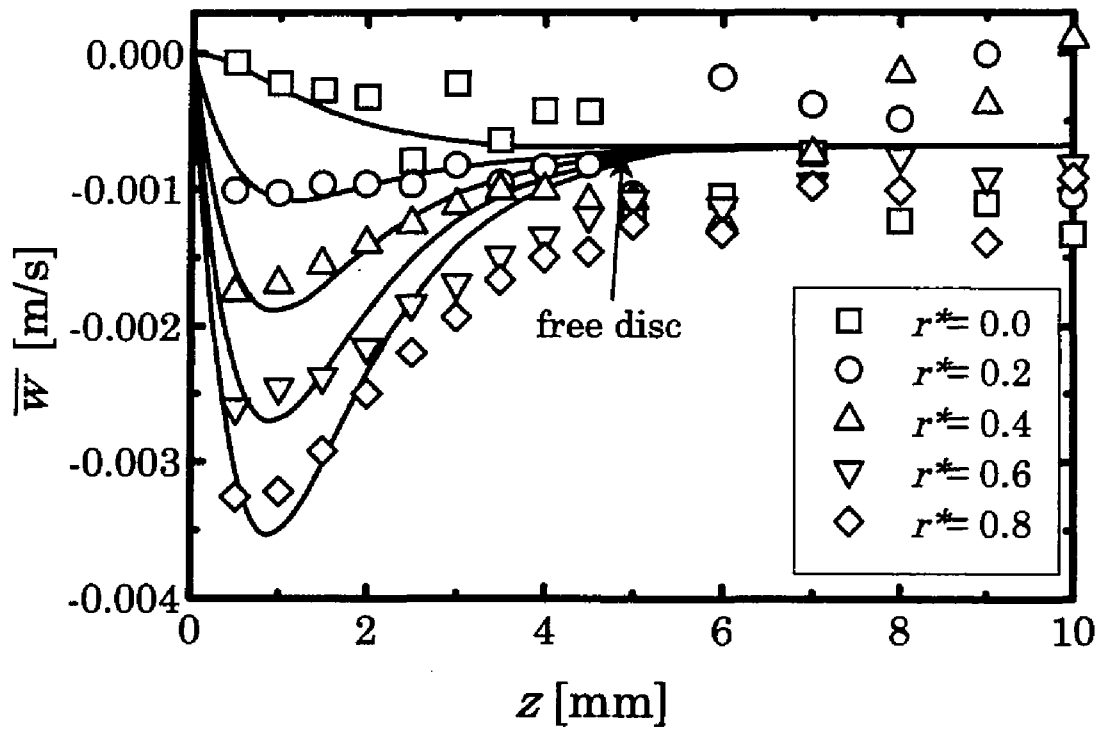


Fig.5-12 Vertical distributions of the time-smoothed vertical velocity. ($Re=60000$, $Re_s=2000$, $Gr_q=1.8 \times 10^{11}$)

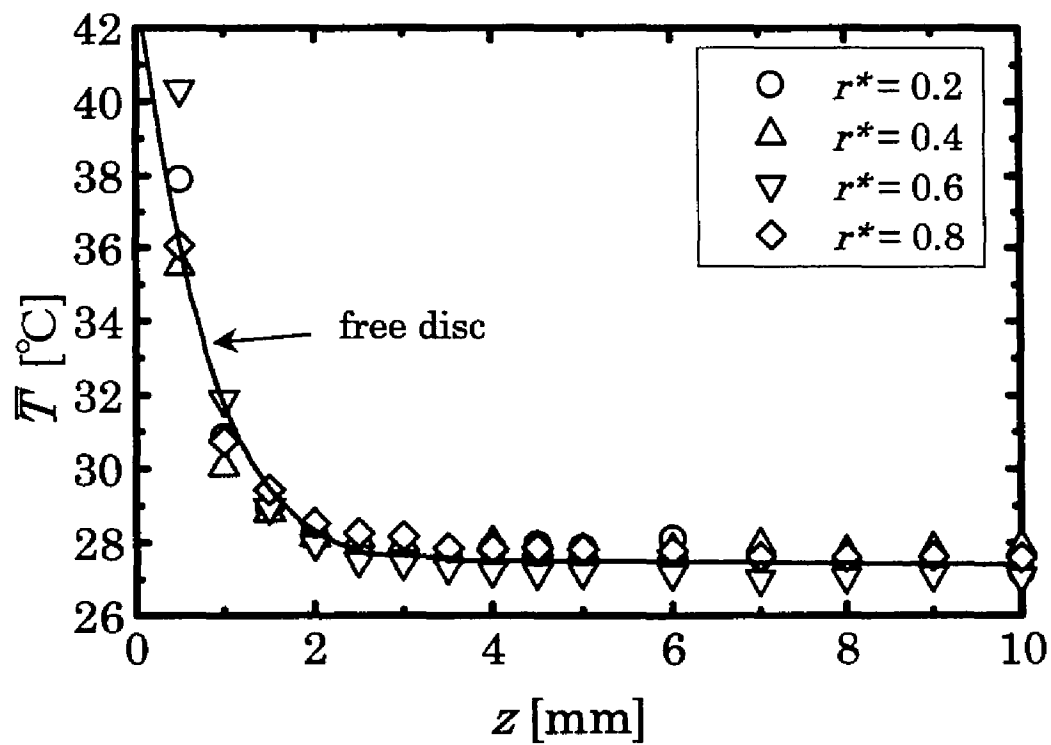


Fig.5-13 Vertical distributions of the time-smoothed temperature.
($Re=60000$, $Re_s=2000$, $Gr_q=1.8 \times 10^{11}$)

に極大値をもち、これは渦によるものであると考えられる。また、 $r^* < 0.6$ において w' の z に対する変化が渦と直接関係しているかどうかはここではわからない。一方、 $z > 5 \sim 6$ mm における速度変動は接近流の揺らぎによるものと考えられる。さらに Fig.5-14(b)に $r^*=0.8$ における鉛直方向速度の変動強度の z 方向分布を示す。図から $Gr_q > Gr_{qc}$ において、鉛直方向速度の変動強度は z の大きい領域で急激に大きくなることが分かる。

Fig.5-15(a),(b)に温度変動強度の z 方向分布を示す。図から温度変動強度は z の増加と共に減少する。Fig.5-15(a)から $Re = 60000$, $Gr_q = 1.8 \times 10^{11}$ においては $z > 5 \sim 6$ mm におけるゆらぎが可視化で観察される渦と直接関係しないと仮定すれば、 $z > 5 \sim 6$ mm における 0.4 K 程度の変動強度は渦の変動とは無関係であるといえる。Fig.5-15(b)は Gr_q による温度変動強度分布の変化を示す。図から Gr_q の増加と共に温度変動強度は大きな値を示すようになるが、この傾向は $Gr_q > Gr_{qc}$ の時、特に顕著である。また、いずれの Gr_q の場合も温度変動強度は z の増加と共に減少するが、 $Gr_q = 3.1 \times 10^{11}$ の場合、 $z > 5 \sim 6$ mm においても 0.8 K 程度の変動強度を示す。

さらに、Fig.5-16(a),(b)に速度と温度の変動による熱流束の z 方向分布を示す。Fig.5-16(a)から速度と温度の変動による熱流束は $r^* > 0.6$ では $z = 1 \sim 2$ mm で極大値をとり、これも渦の影響であると考えられる。また、Fig.5-16(b)から、速度と温度の変動による熱流束は Gr_q の増大と共に大きな値をとるようになるが、Fig.5-15(b)の温度変動強度分布の場合と同様に $Gr_q = 3.1 \times 10^{11}$ においては、かなり z の大きい位置にまで、速度と温度の変動によって熱が輸送されていることがわかる。

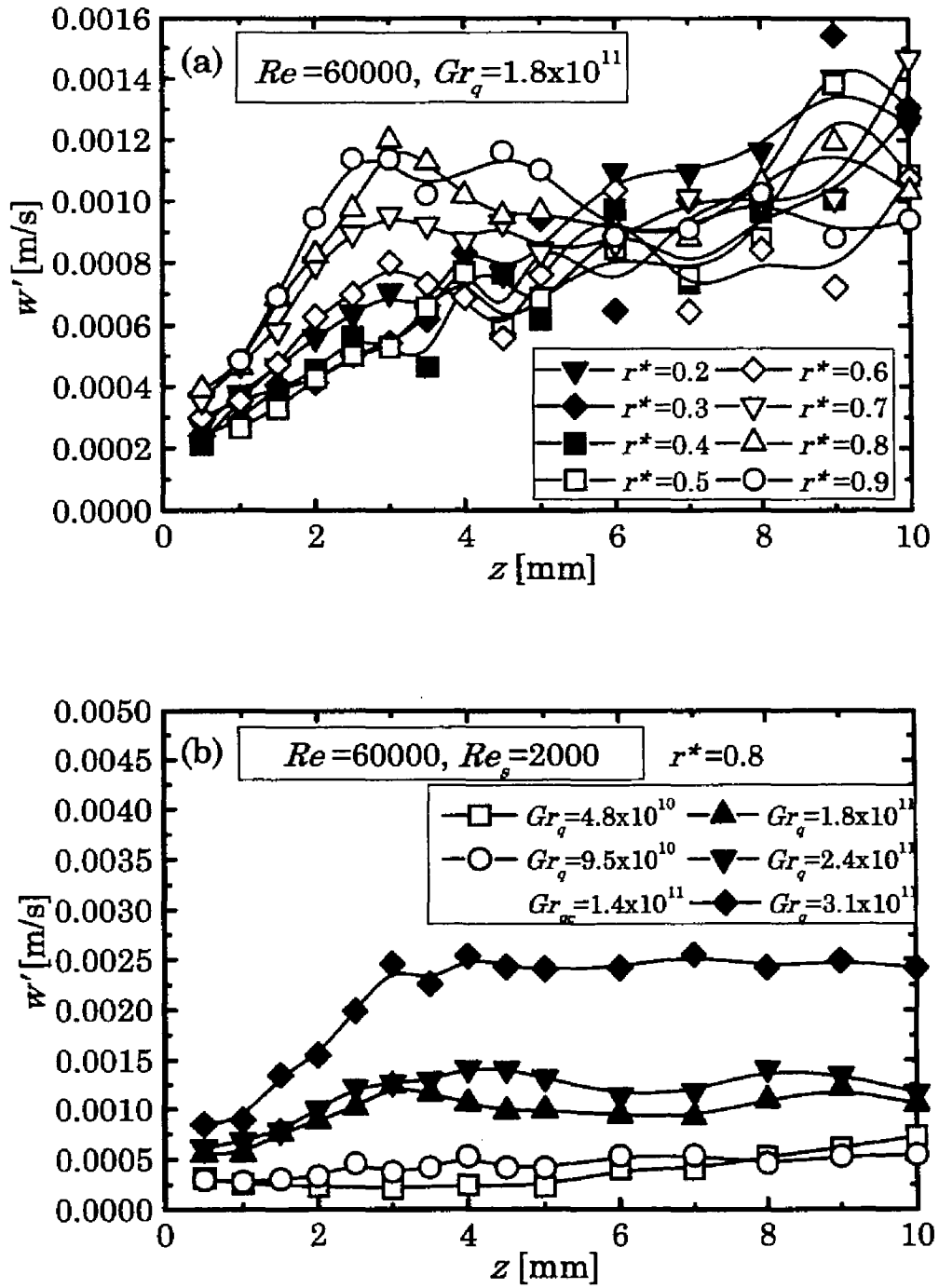


Fig.5-14 Vertical distributions of RMS values of the vertical velocity fluctuation.

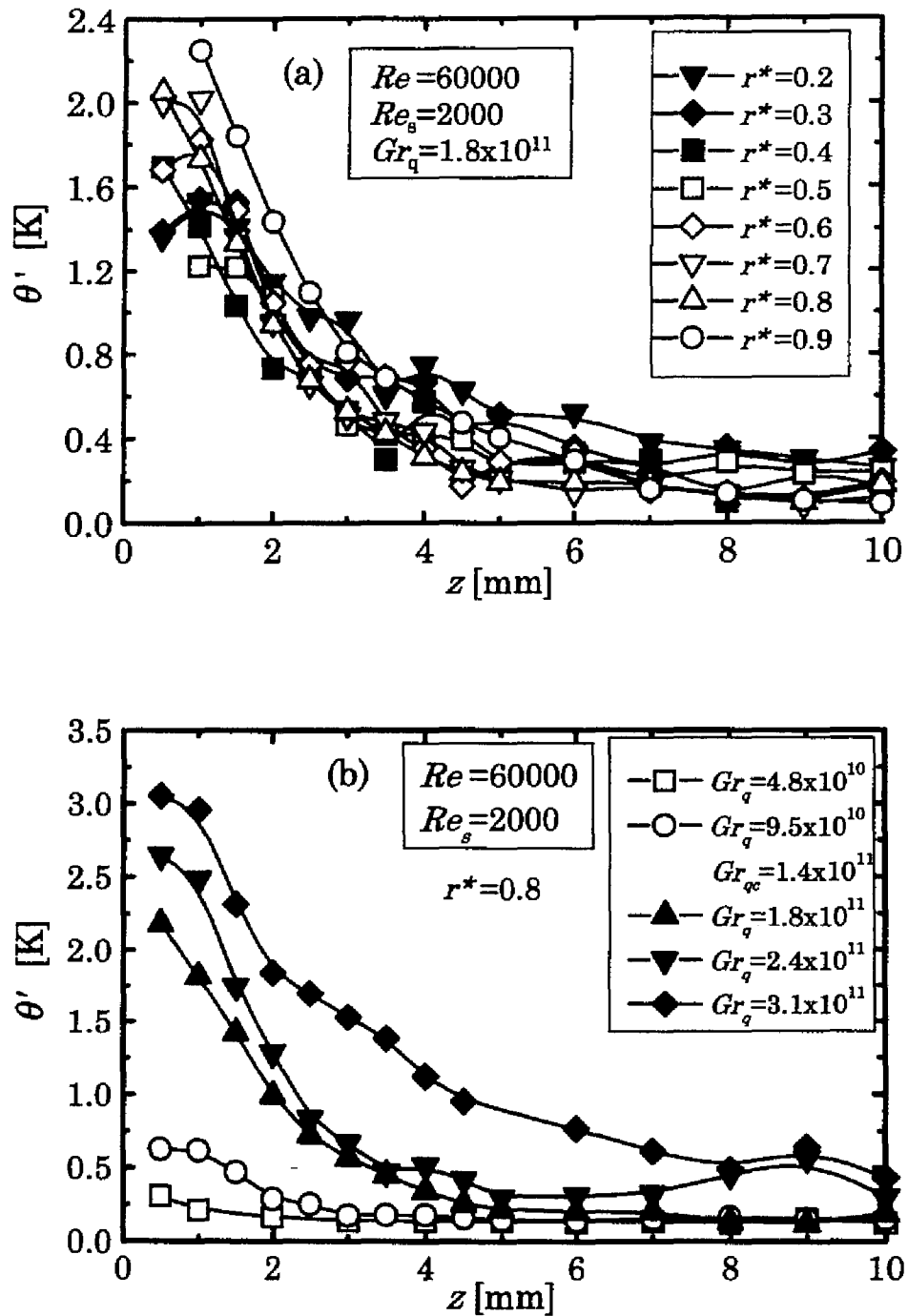


Fig.5-15 Vertical distributions of RMS values of temperature fluctuation.

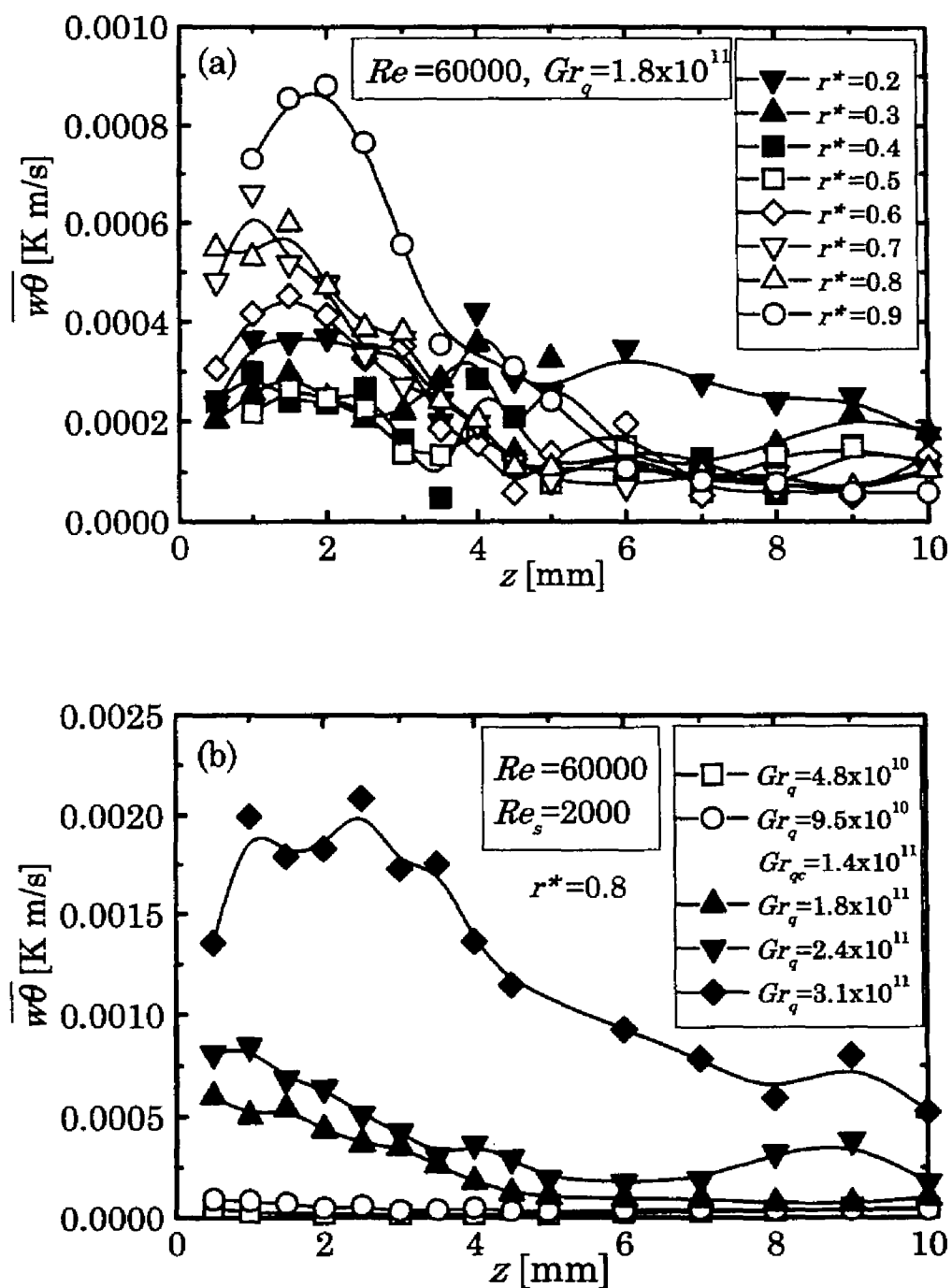


Fig.5-16 Vertical distributions of RMS values of the heat flux due to fluctuation.

5-3.5 温度－速度の同時波形

Fig.5-17 に $z = 1 \text{ mm}$ の位置で半径方向に測定点を変えたときの鉛直方向速度および温度の時系列データの一例を示す。図より円板中心部から外側にかけて、速度および温度変動ともにより周期性が顕著になっていることがわかる。このような変動は渦列が測定点を通過するために引き起こされるものと考えられる。

Fig.5-18 に $r^* = 0.8$ の位置で z 方向に測定点を変えたときの鉛直方向速度および温度の時系列データの一例を示す。温度変動は z の増加と共に急激に減少しているが、鉛直方向速度は壁近傍で変動が小さくなっていることがわかる。これは鉛直方向速度は壁近傍において 0 に収束するためであると考えられる。

Fig.5-17 に示した速度および温度変動のパワースペクトルを Fig.5-19 に示す。温度変動のパワースペクトルは式(2-9)～(2-11)で $v(t)$ の代わりに $\theta(t)$ を用い、式(2-11)で $E_v(n_k)$ の代わりに $E_\theta(n_k)$ として得られる。図から r^* が大きくなるにつれ、両スペクトル共に $0.6 \sim 1 \text{ Hz}$ 近傍の周波数成分が大きくなっていることが分かる。すなわち、 $0.6 \sim 1 \text{ Hz}$ の頻度で渦が測定点を通過していると考えられる。さらに $n > 5$ においては速度変動のスペクトルはほとんど一定となっており、高周波成分は接近流によって引き起こされるホワイトノイズであると考えられる。

さらに Fig.5-18 に示した速度および温度変動のパワースペクトルを Fig.5-20 に示す。図から z が大きくなるにつれ、速度のスペクトルは低周波数 $0.6 \sim 1 \text{ Hz}$ 近傍の周波数成分が大きくなっていることが分かる。しかし、温度変動のパワースペクトルは z が大きくなるにつれ、周期性がなくなり、 $z = 5 \text{ mm}$ においてはほとんど目立ったピークはなくなり、渦による温度変動は $z = 5 \text{ mm}$ ではほとんど起こらないと考えられる。

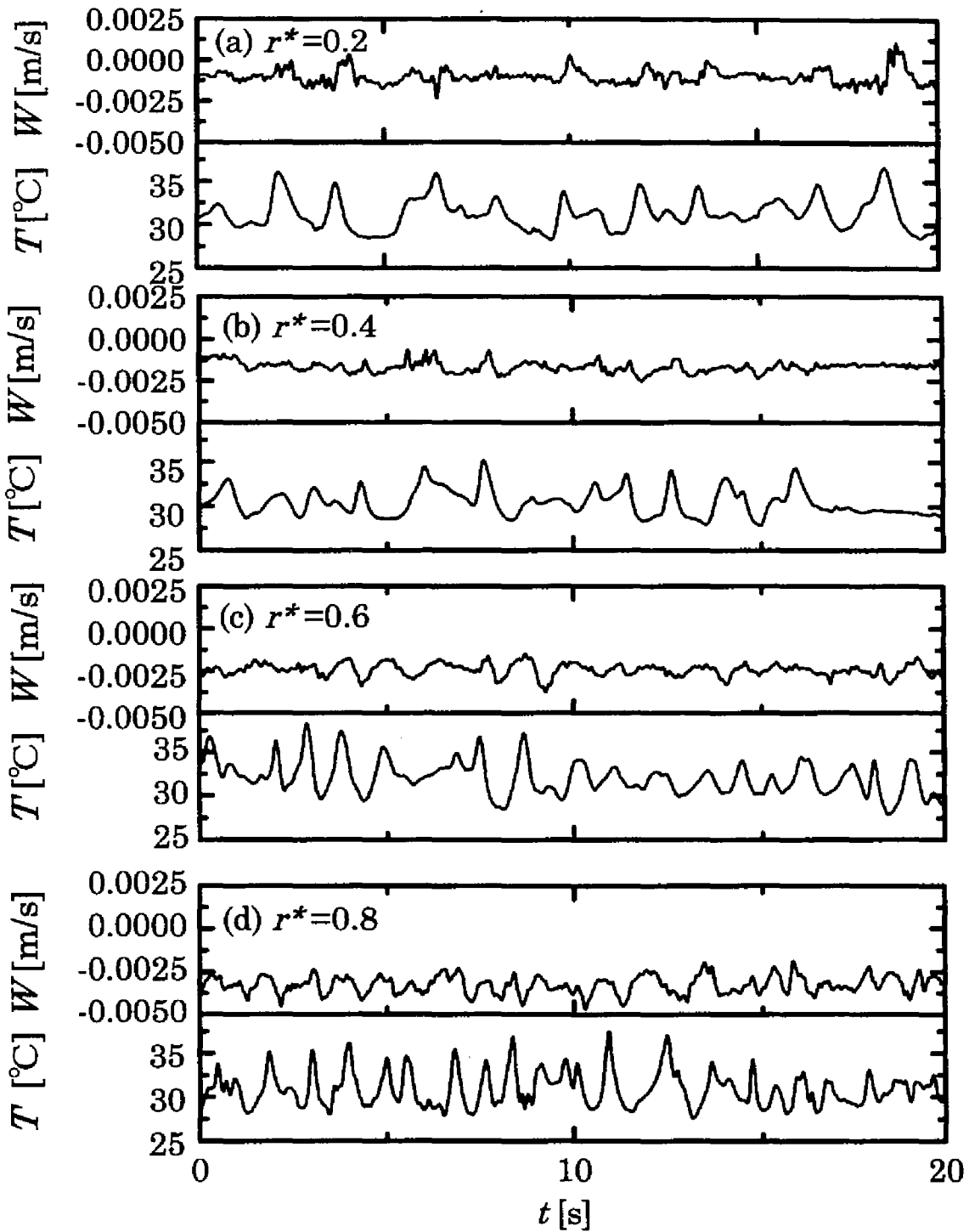


Fig.5-17 Simultaneous time series of vertical velocity and temperature.
($z=1.0\text{mm}$, $Re=60000$, $Gr_q=1.8 \times 10^{11}$)

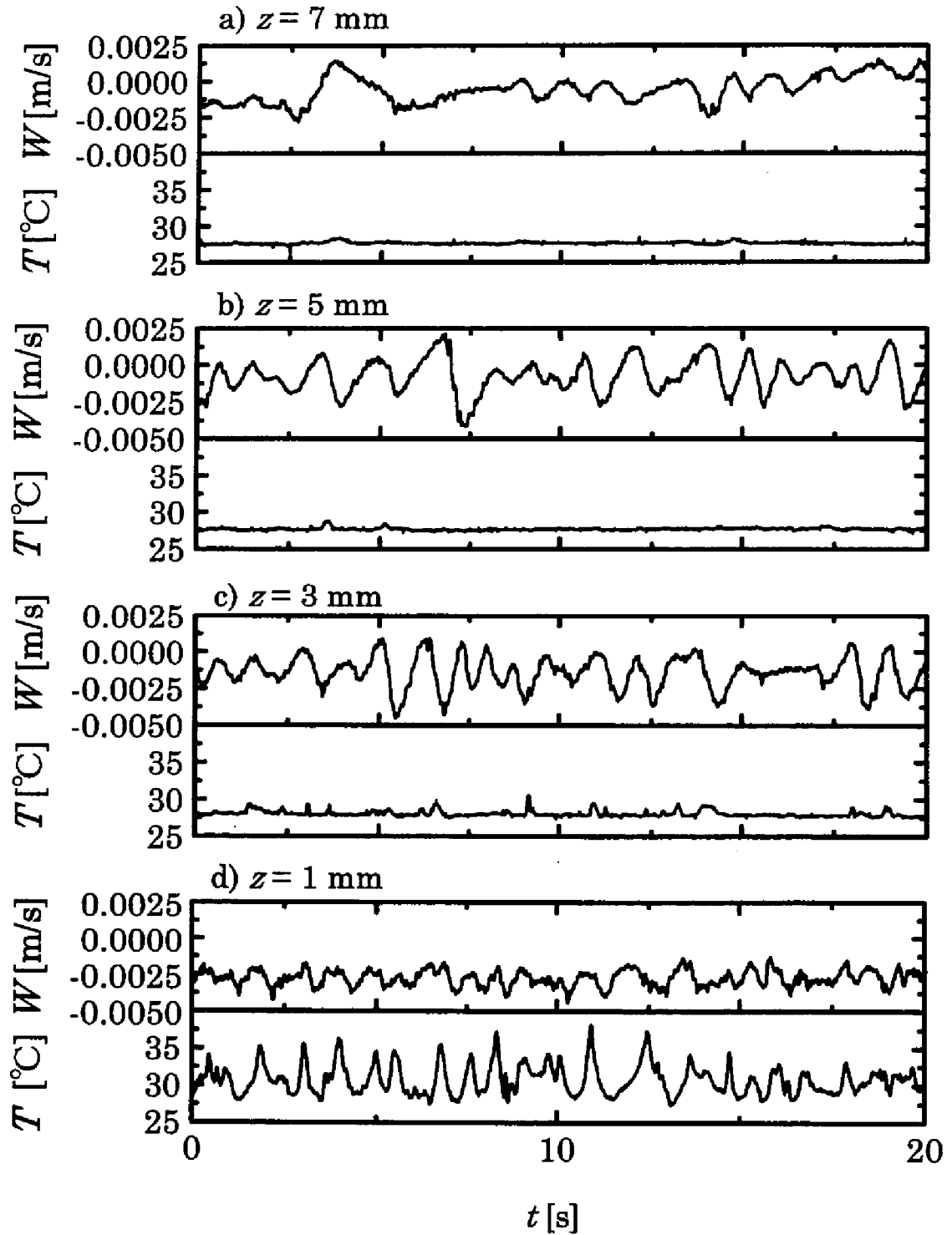


Fig.5-18 Simultaneous time series of vertical velocity and temperature.
($r^*=0.8$, $Re=60000$, $Gr_q=1.8 \times 10^{11}$)

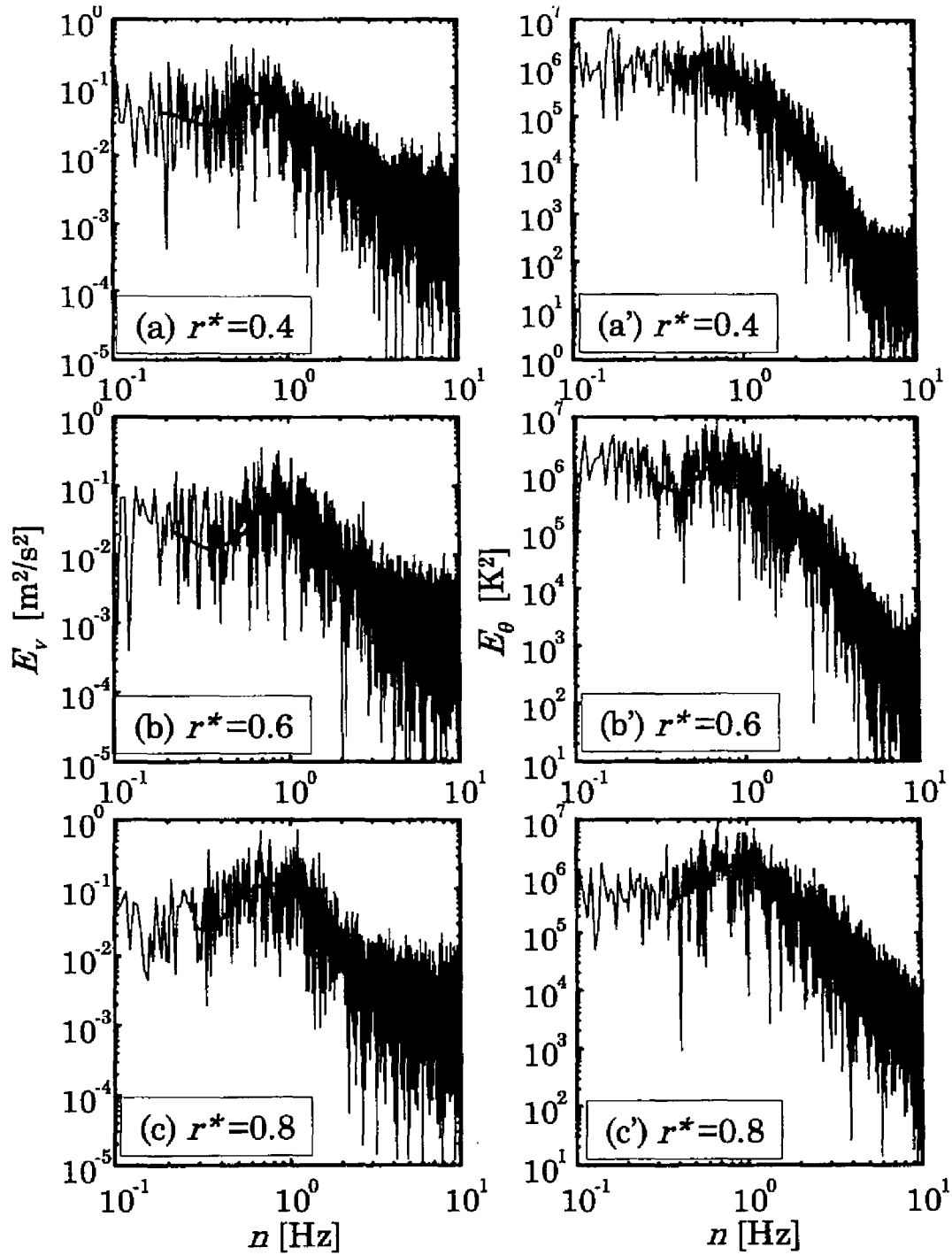


Fig.5-19 Power spectra of vertical velocity and temperature fluctuations.
($z=1.0\text{mm}$, $Re=60000$, $Gr_q=1.8 \times 10^{11}$)

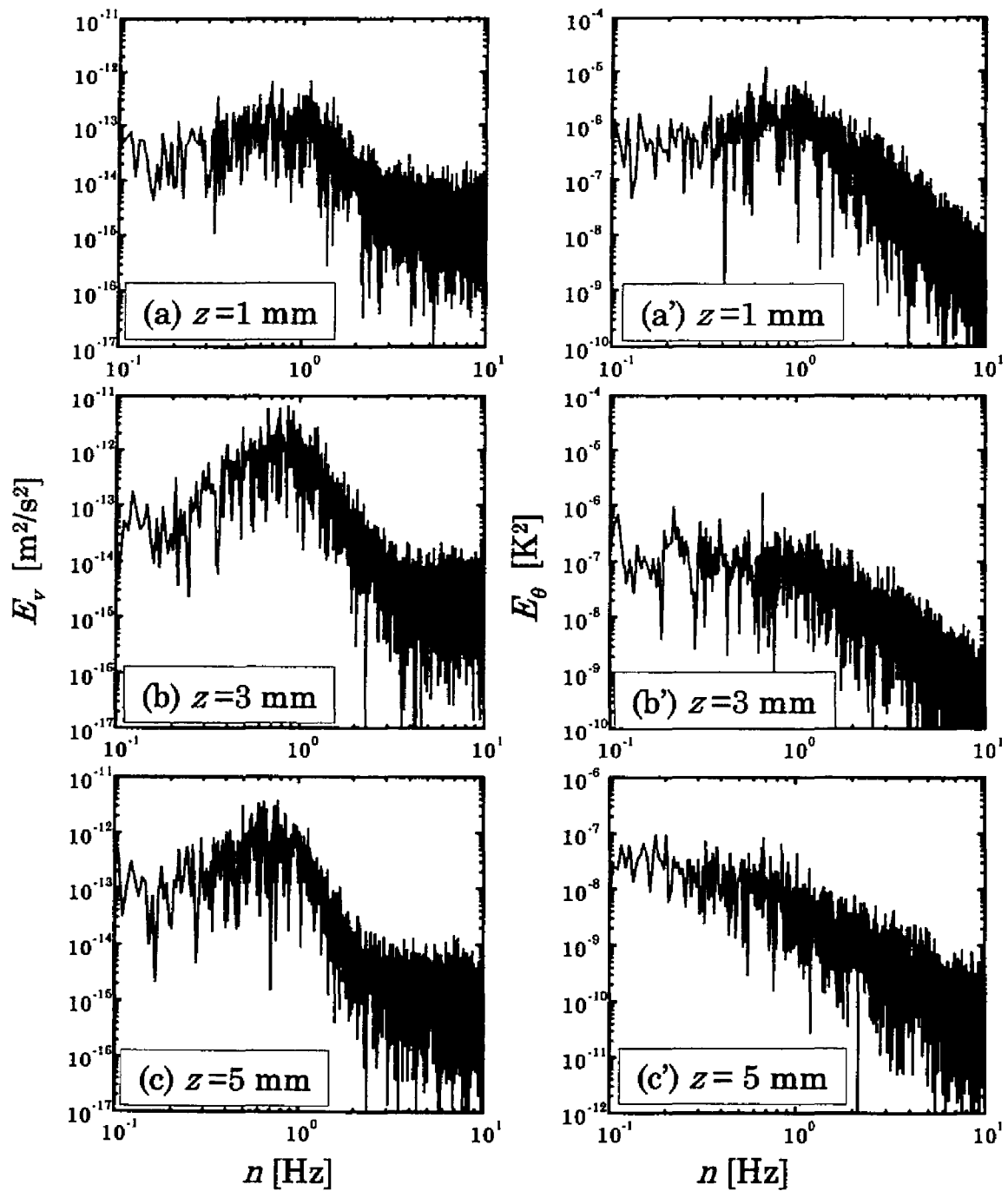


Fig.5-20 Power spectra of vertical velocity and temperature fluctuations.
($r^*=0.8$, $Re=60000$, $Gr_q=1.8 \times 10^{11}$)

5-3.6 波形処理

得られた時系列データは比較的ランダムであるので周波数解析から波形の特徴を考察することは困難である。そこで、速度－温度の同時波形から、測定点を渦列が通過した際の速度変動および温度変動の平均的な挙動を調べるために、以下に示すような波形処理を行った。

処理 1: 温度がしきい値を超えた時間帯を探す。

処理 2: 温度がしきい値を超えた時間帯で、温度が最大値を示す時刻を求める。その時刻の前後の 2 秒間の速度および温度波形を抽出し、それらをアンサンブル平均する。

処理 3: 温度が最大値を示すある時刻と次のそれとの間の時間の平均値を求める。

なおここでは、Fig.5-15 の温度変動強度のグラフから $Re = 60000$, $Gr_q = 1.8 \times 10^{11}$ において、渦と直接関係があると考えられる <時間平均温度 + 0.4 K> をしきい値として計算した。

Fig.5-21 に $z = 1 \text{ mm}$ における波形の半径方向の変化を示す。図中の破線と実線は各々温度および速度の平均波形を示す。 τ は温度が最大値をとる時刻からの相対時間を示している。図から温度波形は半径方向で殆ど変わらず、 $\tau = 0$ で 2 K 程度の最大値をとる。しかしながら、 $r^* = 0.2$ のとき、速度波形は $\tau \approx 0$ で正の浮力を受けているにも関わらず、負の極値をとる。さらに $\tau \approx 0.5$ では正の極値をとることがわかる。これは渦が右から左へと動いていると考えると反時計回りの回転をしていることになるが、この理由は現在のところ、はっきりとはわかっていない。

また、 r^* が大きくなると速度変動の正のピークは $\tau = 0$ に近づき、 $\tau \approx 0.5$

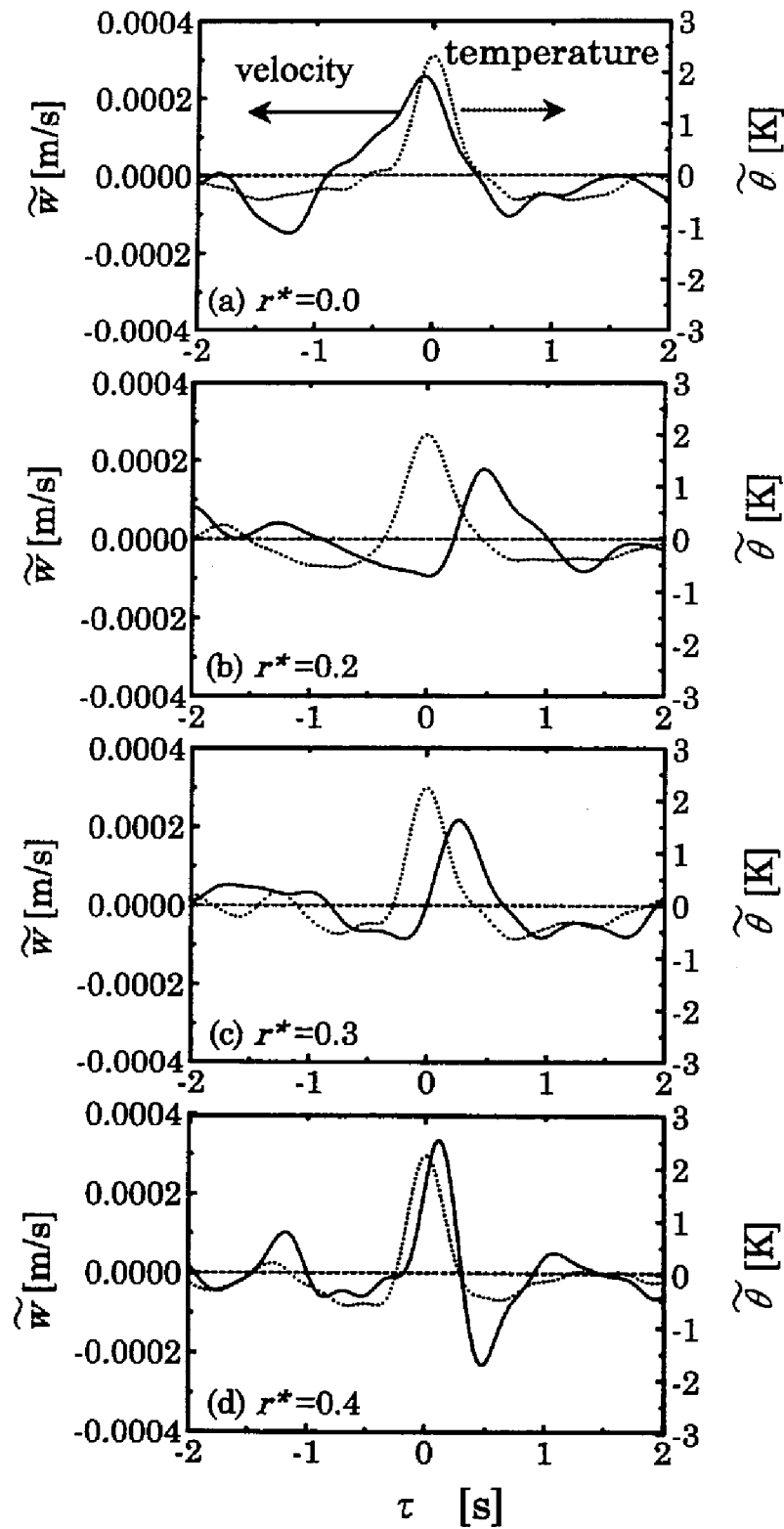


Fig.5-21 Average of vertical velocity and temperature fluctuation.
($z=1.0\text{mm}$, $Re=60000$, $Gr_q=1.8 \times 10^{11}$)

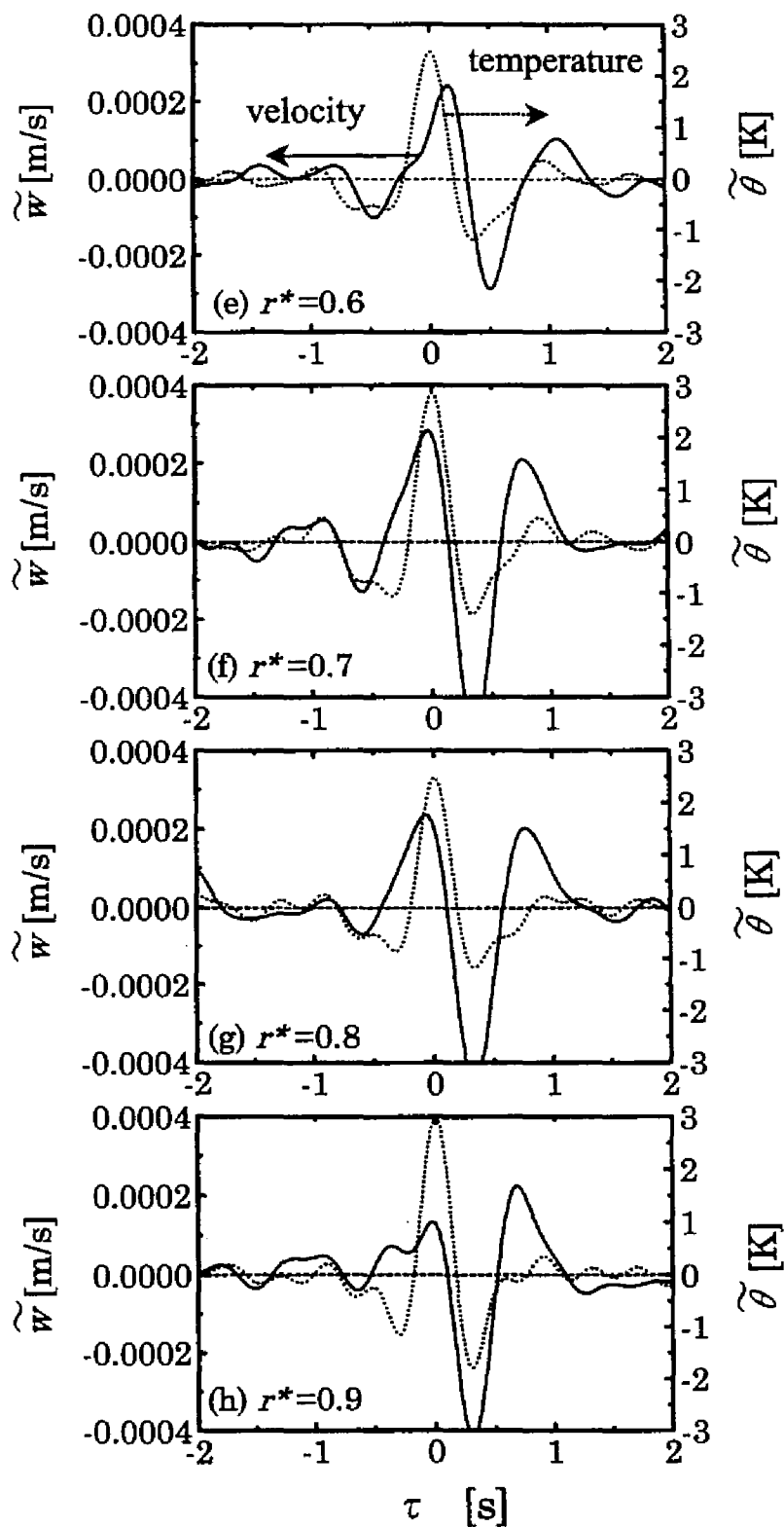


Fig.5-21 Average of vertical velocity and temperature fluctuation.
($z=1.0\text{mm}$, $Re=60000$, $Gr_q=1.8 \times 10^{11}$)

近傍に負のピークが現れるようになる。これは反時計回りの回転に遅れて、時計回りの回転が現れることを示唆している。 $\tau \approx 0.5$ における負のピークの絶対値は r^* の増加とともに大きくなり、 r^* が大きくなると冷たい流体の壁に向う流れが重要になることを示している。

さらに円板周辺部では時計回りの流れのあとに $\tau \approx 0.7 \sim 1$ 近傍にもうひとつ反時計まわりの回転流があらわれるようになる。

Fig.5-22 に Fig.5-21 と同様に速度と温度の変動による熱流束の時間変化を示す。この図から、回転円板中心近傍では $\tau = 0$ 近傍で円板上に発生するサーマルプルームによる熱輸送が支配的であるが、円板端近傍では $\tau = 0.3$ 近傍に現れる主流から円板に向かう低温の流れによる熱の輸送も顕著になることがわかる。

さらに Fig.5-23 に $r^* = 0.8$ における波形の z 方向の変化を示す。図から、 $z = 3.0 \text{ mm}$ では速度変動は $\tau \approx 0.2$ 近傍に負のピークをもち、冷たい流体の壁に向う流れがおこっていると考えられる。しかし、速度変動は $z = 5 \text{ mm}$ において小さくなった後、 $z = 7 \text{ mm}$ において再び、大きな変動を示すようになる。しかし、 $z > 5 \text{ mm}$ 以上ではほとんど温度変動がないことを考えれば、このような変動は周方向に伸びた渦列を表す典型的な波形とは考えられない。

Fig.5-24 に Fig.5-23 と同様に $r^* = 0.8$ における速度と温度の変動による熱流束の時間変化を示す。この図から $z = 3 \text{ mm}$ においては $z = 1 \text{ mm}$ の場合と同様に $\tau = 0$ 近傍に二つのピークをもち、二つの方向の異なる流れによる熱輸送が起きていることがわかる。

また、Fig.5-25 に波形処理(3)によって得られた渦の通過頻度 f_v と z の関係を示す。図から通過頻度 f_v は z と共に減少し、 $z = 4 \sim 6 \text{ mm}$ でほぼゼロとなっており、渦の高さはほぼ速度境界層の厚さ程度であることがわかる。また、 f_v は z の小さな領域で r^* とともに単調に増加しており、渦が半径方向のどこの位置でも発生することを示唆している。さらに $z = 1 \text{ mm}$ で $r^* = 0.6 \sim 0.8$ では $f_v = 0.6 \sim 1.0$ であり、Fig.5-19,20 のパワースペクトルの結果とほぼ一致していることがわかる。

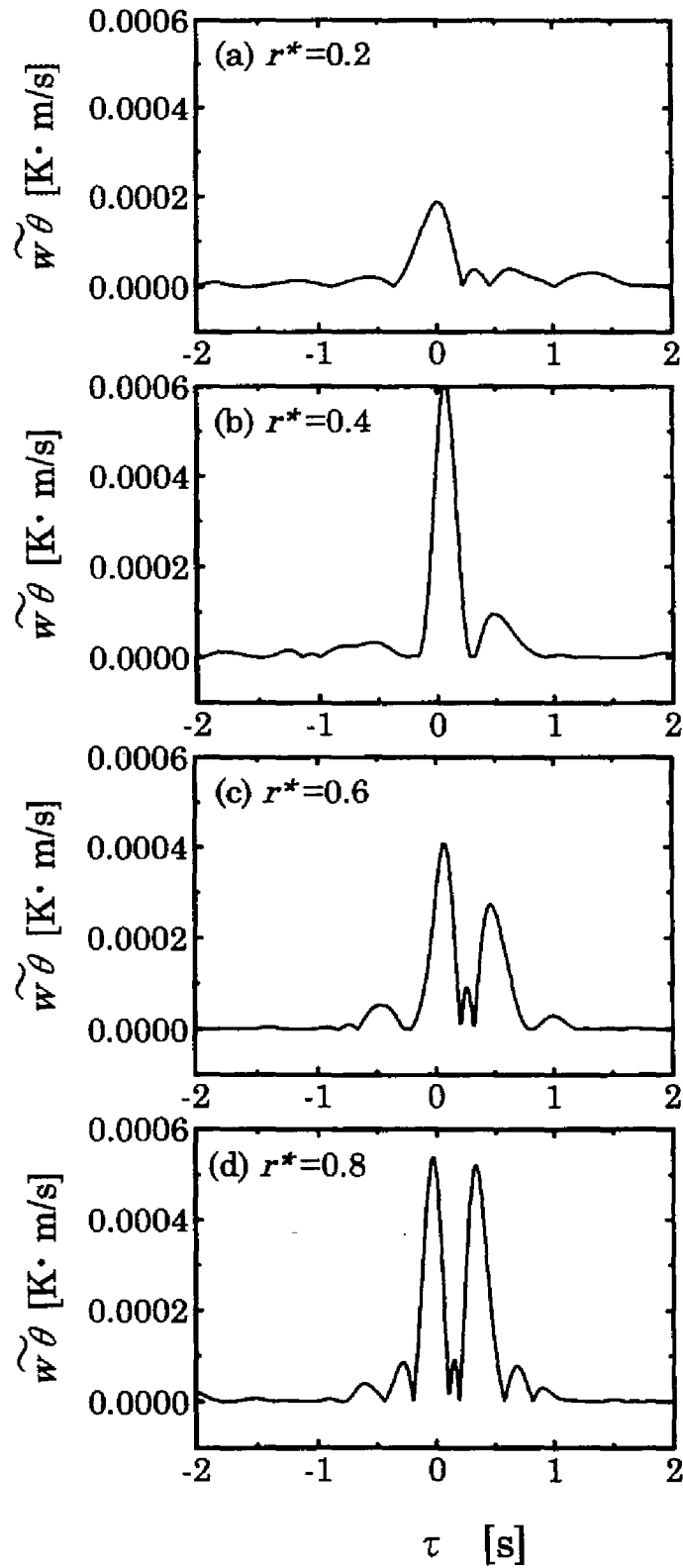


Fig.5-22 Averaged time series of the mean heat flux due to the fluctuations.
($z=1.0\text{mm}$, $Re=60000$, $Gr_q=1.8\times 10^{11}$)

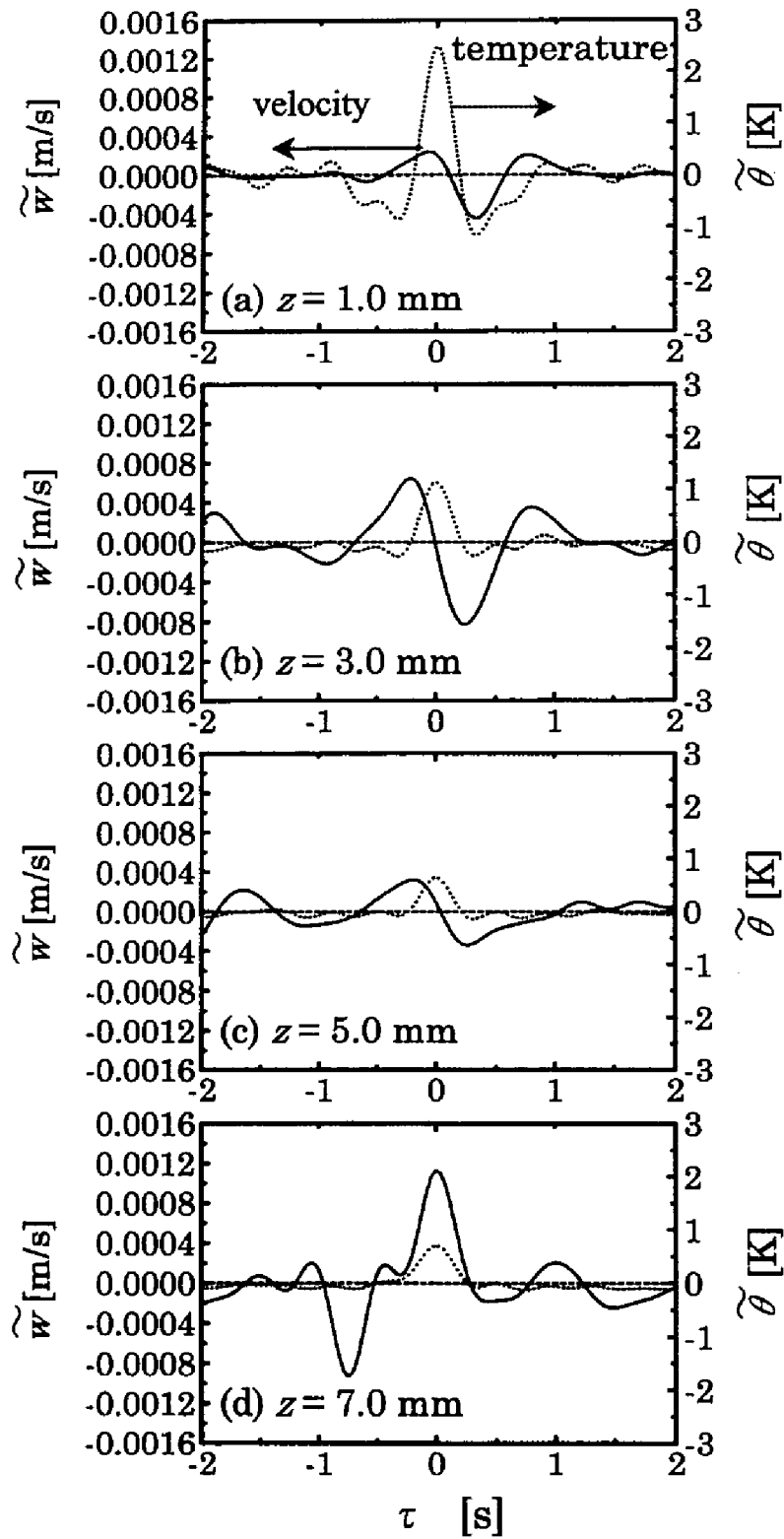


Fig.5-23 Average of vertical velocity and temperature fluctuation.
 ($r^*=0.8$, $Re=60000$, $Gr_q=1.8 \times 10^{11}$)

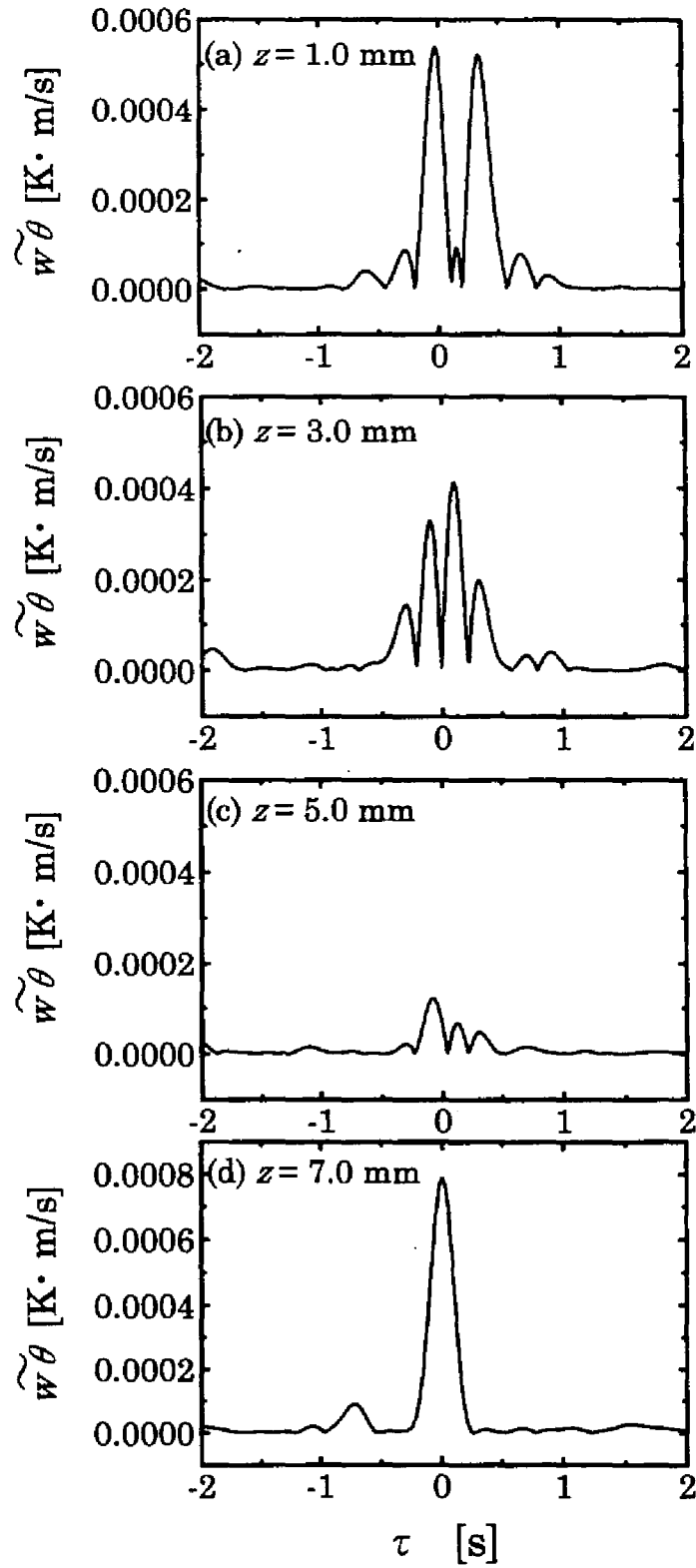


Fig.5-24 Averaged time series of the mean heat flux due to the fluctuations.
 $(r^*=0.8, Re=60000, Gr_q=1.8 \times 10^{11})$

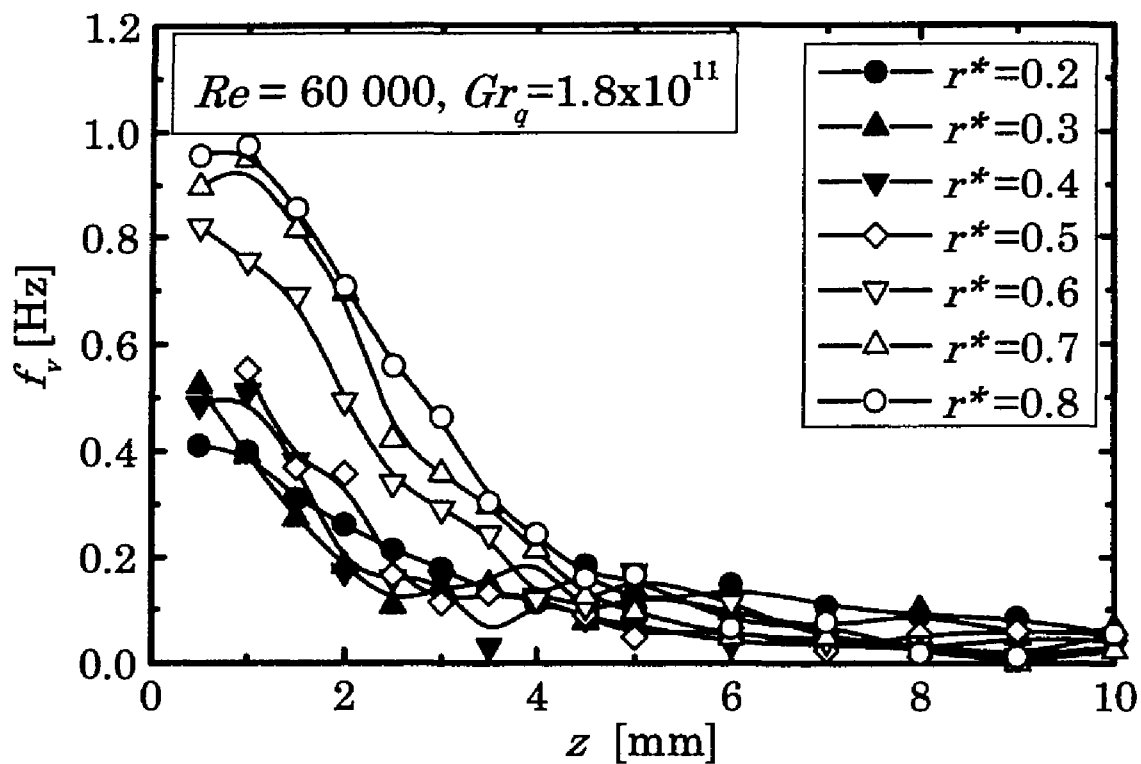


Fig. 5-25 Axial distribution of the frequency of vortices.

結論

自然対流支配領域において水平加熱回転円板上に発達する渦列をレーザ誘起蛍光法と LDV を用いて温度-速度の同時測定をした。得られた時系列データおよび可視化実験から以下の結論を得た。

- 1) 自然対流支配領域では円板上に周方向に伸びた渦列が発生する。
- 2) 自然対流支配領域において、加熱された回転円板上に現れる周方向にのびる渦は半径方向に移動する。
- 3) 円板温度変動から渦列の半径方向の伝播速度を求めた結果、円板周辺部では Gr_q によらず、ほぼ一定の速度をもつことがわかった。
- 4) 渦の構造は壁近傍の高温部における上昇流とその進行方向下流での低温の下降流とから成る回転流である。
- 5) 渦の高さ方向の大きさは速度境界層の厚さ程度である。
- 6) 渦内の高温の上昇流と低温の下降流により、熱が加熱された円板から流体に輸送される。

使用記号

C	: concentration of Rhodamine B	[kg/m ³]
E	: power spectra	[m ² /s ²] or [K ²]
f_v	: frequency of the vortices passing through the measuring point	[Hz]
g	: gravitational acceleration	[m/s ²]
Gr_q	$= \beta g q_w R^4 / k \nu^2$: Grashof number based on wall heat flux	[-]
k	: thermal conductivity	[W/(m·K)]
Pr	$= \nu / \alpha$: Prandtl number	[-]
q_w	: heat flux at the wall	[W/m ²]
r	: radial distance in cylindrical coordinates	[m]
R	: disc radius	[m]
Re	$= R^2 \omega / \nu$: rotational Reynolds number	[-]
Re_s	$= R W_s / \nu$: approaching Reynolds number	[-]
R_{xy}	: cross correlation coefficient	[-]
T	: temperature	[K]
t	: time	[s]
U	: radial propagation of the vortices	[m/s]
W	: vertical velocity of fluid	[m/s]
w	: velocity fluctuation	[m/s]
W_s	: vertical velocity of fluid at porous plate	[m/s]
z	: vertical distance in cylindrical coordinates	[m]
β	: coefficient of thermal expansion	[K ⁻¹]
ν	: kinematic viscosity	[m ² /s]
τ	: time	[s]
τ_l	: lag time	[s]
θ	: temperature fluctuation	[-]
ω	: angular velocity of rotating disc	[rad/s]

< Overlines >

\sim : ensemble average

— : time average

< Superscripts >

' : intensity

< Subscripts >

c : critical

s : approaching fluid

v : velocity

w : wall temperature

θ : temperature

第6章 総括

本研究は回転基板型 CVD 装置への応用を目的として、回転円板上淀み点流れの熱流動特性を実験的に検討したものである。以下に本研究で得られた知見を総括する。

第2章 回転円板上淀み点流れの流動特性

回転基板型 CVD 装置の基礎研究として、円筒容器内の水平回転円板に垂直に流体が流れる場合の流動について実験的に検討し、以下の結論を得た。

- 1) 円板の回転レイノルズ数に比べ、円板に垂直に接近する流体のレイノルズ数が小さい時、円板上方に循環流が発生し、この循環流は円板の回転周期の $1/2 \sim 1/6$ 倍程度の周波数でゆっくり変動する。
- 2) 本実験系では、層流から乱流への遷移レイノルズ数は約 1.5×10^5 である。また、臨界レイノルズ数は 3.4×10^5 である。遷移域では円板回転周波数の約 28 倍の周波数の速度変動が卓越する。
- 3) $Re_r < 1.5 \times 10^5$ かつ、 $r^* < 0.9$ であれば、境界層内の流れは層流であり、この領域の周方向速度は無限回転円板の層流の解析解と良く一致する。

第3章 回転円板上淀み点流れの伝熱特性

- 1) 上向きに加熱面をもつ回転円板上淀み点流れにおいて、淀み点流れ支配領域と円板回転による強制対流支配領域の境界および強制対流支配から自然対流支配に遷移する条件を明らかにした。

- 2) 淀み点流れ支配、強制対流支配領域および自然対流支配領域におけるヌッセルト数の式を与えた。

第4章 レーザ誘起蛍光法

回転流中にプローブを挿入する接触式の測定方法ではプローブによって引き起こされる乱れのために流れ場を大きく攪乱する恐れがあり、非接触の計測方法が望まれる。流体の測定法としてはLDVを用いれば攪乱の可能性は無いが、流体の温度計測法に関しては未だに熱電対を用いた方法が主流をとっている。そこで、第4章では回転流中の温度計測法として近年、注目されているレーザ誘起蛍光法(Laser induced fluorescence technique; LIF)を採用し、温度計測における精度評価をおこない、回転円板上の温度境界層を測定するために壁近傍における測定方法を開発した。

第5章 加熱された回転円板上淀み点流れの自然対流支配領域における流動現象

自然対流支配領域において水平加熱回転円板上に発達する渦列をレーザ誘起蛍光法とLDVを用いて温度-速度の同時測定した。レーザ誘起蛍光は回転円板上の温度境界層測定に適用可能であることを実証し、得られた時系列データおよび可視化実験から以下の結論を得た。

- 1) 自然対流支配の領域では円板上に周方向に伸びた渦列が発生する。
- 2) 自然対流支配領域において、加熱された回転円板上に現れる周方向にのびる渦は半径方向に移動する。

- 3) 円板温度変動から渦列の半径方向の伝播速度を求めた結果、円板周辺部では Gr_q によらず、ほぼ一定の速度をもつことがわかった。
- 4) 渦の構造は壁近傍の高温部における上昇流とその進行方向下流での低温の下降流とから成る回転流である。
- 5) 渦の高さ方向の大きさは速度境界層の厚さ程度である。
- 6) 渦内の高温の上昇流と低温の下降流により、熱が加熱された円板から流体に輸送される。

CVD 反応プロセスとしては基板近傍の流れ場だけではなく、装置内の循環流が反応物質の壁面への付着を促すために、運転コストに影響を考察するためにも、今後、バルクの熱流動を研究することが重要となる。また、本実験では回転基板上の流れに装置形状の影響がほとんどない条件で実験を行ったために装置形状の設計指針は得られていない。したがって、基板の面積化に伴う装置の大型に対処するためにも今後、装置形状の変化による熱流動現象の変化を詳しく研究する必要がある。

引用文献

- 1) Akiyama, M., G. J. Hwang and K. C. Cheng, *Trans. ASME, J. Heat ransfer*, **93**, 335-341 (1971)
- 2) Aubry, N., M. Chauve and R. Guyonnet, *Physics of Fluid*, **6**, 2800-2814 (1994)
- 3) Balachander, S., C. L. Street and M. R. Malik, *AIAA 21th Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conf.*, 1-16 (1990)
- 4) Benton, E. R., *J. Fluid Mech.*, **24**, 781-800 (1966)
- 5) Breiland, W. G., P. Ho and M. E. Coltrin, *J. Appl. Phys.*, **60-4**, 1505-1513 (1986)
- 6) Breiland, W.G., M.E. Coltrin and P.Ho, *J. Appl. Phys*, **59-9**, 3267-3273 (1986)
- 7) Butchart, N., S. A. Clough, T. N. Palmer and P. J. Trevelyan, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **108**, 475-502 (1982)
- 8) Cebeci, T., *AIAA J.*, **18**, 398-405 (1980)
- 9) Cham, T-S. and M. R. Head, *J. Fluid Mech.*, **37**, 129-147 (1969)
- 10) Chen, K. and A.R.Mortazavi, *J. Crystal Growth*, **77**, 199-208 (1986)
- 11) Chin, D-T. and M. Litt, *J. Fluid Mech.*, **54**, 613-625 (1972)
- 12) Clough, S. A., N. S. Grahame and A. O'Neill, *Q. J. Meteorol. Soc.*, **111**, 335-358 (1985)
- 13) Cobb, E. C. and O. A. Saunders, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A236**, 343-351 (1956)
- 14) Cochran W. G., *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 365-379 (1934)
- 15) Coltrin, M. E., R. J. Kee and J. A. Miller, *J. Electrochem. Soc.*, **131**, 425 (1984)
- 16) Coltrin, M.E., R.J.Kee and J. A. Miller, *J. Electrochem. Soc.*, **133**, 1206 (1984)

- 17) Coltrin, M. E., R. J. Kee and G. K. Evans, *J. Electrochem. Soc.*, **136**, 819-829 (1989)
- 18) Dunkerton, T. J. and D. P. Delisi, *J. Geophysical Research*, **91**, 1199-1208 (1986)
- 19) Eckert, E. R. G. and R. M. Drake, *Analysis of Heat and Mass Transfer*, p.291, McGraw-Hill, New York, USA (1972)
- 20) Evans, G. and R. Greif, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **109**, 928 (1987)
- 21) Evans, G. and R. Greif, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **34**, 2039-2050 (1991)
- 22) Faller, A. J. and R. E. Kaylor, *J. Atmos. Sci.*, **23**, 466-480 (1966)
- 23) Fedorov, B. I., G. Z. Plavnik, I. V. Prokhorov and L. G. Zhukhoviskii, *J. Engineering Phys.*, **31**, 1448-1453 (1976)
- 24) Fishenden, M. and O. A. Saunders, *Introduction to Heat Transfer*, p.180, Clarendon Press, Oxford, England (1950)
- 25) Gage, K. S. and W. H. Reid, *J. Fluid Mech.*, **33**, 21-32 (1968)
- 26) Gal, P. L., *Phys. Fluid*, **A4**, 2523-2528 (1992)
- 27) Gilling, L. J., *J. Electrochem. Soc.*, **129**, 634-644 (1984)
- 28) Gilpin, R. R., H. Imura and K. C. Cheng, *Trans. ASME, J. Heat transfer*, **100**, 71-77 (1978)
- 29) Guilbault, G. G., *Practical Fluorescence: Theory, Methods and Techniques*, Dekker, New York, USA (1973)
- 30) Gregory, N., J. T. Stuart and W.S. Walker, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A248**, 115-199 (1955)
- 31) Gregory, N. and W. S. Walker, *J. Fluid Mech.*, **2**, 225-234 (1960)
- 32) Hall, P., *Proc. R. Soc. Lond.*, **A406**, 93-106 (1986)
- 33) Hartnett, J. P. and E. C. Deland, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 95-96 (1961)
- 34) Hefner, J. N. and D. M. Bunshnell, *NASA TP-1645* (1980)
- 35) Hering, R. G. and R. J. Grosh, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **85**, 29-34 (1963)

- 36) Houtman, C., D.B. Graves and K.F. Jensen, *J. Electrochem. Soc.*, **133**, 961-970 (1986)
- 37) Hwang, G. J. and K. C. Cheng, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 72-77 (1973)
- 38) Karman, Th.Von., *Z. angew. Math. Mech.*, **1**, 233-252 (1921)
- 39) Klein, C. R., C. J. Hoogendoorn, A. Hasper, J. Holleman and J. Middelhoek, *J. Electrochem. Soc.*, **138**, 509-517 (1991)
- 40) Kamotani, Y. and S. Ostrach, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **98**, 62-66 (1979)
- 41) Kobayashi, R., Y. Kohama and Ch. Takamadate, *Acta Mechanica* , **35**, 71-82 (1980)
- 42) Kobayashi, R., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **116**, 200-211 (1980)
- 43) Kobayashi, T., M. Ida and K. Kurishima, *J. Crystal Growth*, **140**, 432-434 (1994)
- 44) Kohama, Y. and R. Kobayashi, *J. Fluid Mech.*, **137**, 153-164 (1987)
- 45) Kohama, Y., *Acta Mechanica* , **50**, 193-199 (1984)
- 46) Kohama, Y., *Acta Mechanica* , **66**, 21-38 (1987)
- 47) Kohama, Y., *Recent Advances in Experimental Fluid Mechanics* (edited by F. G. Zhuang), 343-348, International Academic Press, China (1991)
- 48) Komori, S., T. Kanzaki and Y. Murakami, *Phys. Fluid*, **A3**, 507-510 (1991)
- 49) Koochecfahani, M. M. and P. E. Dimotakis, *J. Fluid Mech.*, **170**, 83-112 (1986)
- 50) Kreith, F. J. H. Taylor and J. P. Chong, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **81**, 95-105 (1959)
- 51) Lai, M. -C. and G. M. Faeth, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **109**, 254-256 (1987)
- 52) Leovy, C. B. ,C-R. Sun, M. H. Hitchman, E. E. Remsberg, J. M. Russel, L.L. Gordley, J. C. Gille and L.V. Lyjak, *J. Atoms. Sci.*, **42**, 230-244

- (1984)
- 53) Lilly, D. K., *J. Atom. Sci.*, **23**, 481-494 (1966)
 - 54) Lingwood, R. J., *J. Fluid Mech.*, **299**, 17-33 (1995)
 - 55) Lingwood, R. J., *J. Fluid Mech.*, **331**, 405-428 (1997)
 - 56) Littel, H. S. and J. K. Eaton, *J. Fluid Mech.*, **266**, 175-207 (1994)
 - 57) Littel, H. S. and J. K. Eaton, *Proc. 9th Symposium on Turbulent Shear Flow*, 403-414 (1994)
 - 58) Liu, K. T. and W. E. Stewart, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **15**, 187-189 (1972)
 - 59) Mabuchi, I., T. Tanaka and Y. Sakakibara, *Bulletin of the JSME*, **10**, 965-974 (1967)
 - 60) Mabuchi, I., T. Tanaka and Y. Sakakibara, *Bulletin of the JSME*, **14**, 581-589 (1971)
 - 61) Malik, M. R., *J. Fluid Mech.*, **164**, 275-287 (1986)
 - 62) Malik, M. R., S. P. Wilkinson and S. A. Orszag, *AIAA J.*, **19**, 1131-1138 (1981)
 - 63) McComas, S. T. and J. P. Hartnett, *Proc. 4th. Int. Heat Transfer Conf.*, FC7.7 (1970)
 - 64) Mori, Y., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 479-482 (1961)
 - 65) Nakajima, T., M. Utsunomiya and Y. Ikeda, *Proc. 5th Int. Symp. on Appl. of Laser Tech. to Fluid Mec.*, Lisbon, 12-1 (1990)
 - 66) Nakajima, T., Y. Ikeda and M. Utsunomiya, *Trans. JSME*, **58-546B**, 258-264 (1992)
 - 67) Nakayama, W., G. J. Hwang and K. C. Cheng, *Trans. JSME, J. Heat Transfer*, **58B**, 554-560 (1992)
 - 68) Northrop, A. and J. M. Owen, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **9-1**, 19-26 (1988)
 - 69) Ohmine, T., K. Kataoka and Y. Sato, *J. Electronics Materials*, **19**, 429-433 (1989)

- 70) Olander, D.R., *I. E. C. Fundamentals*, 6-2, 178 (1967)
- 71) Olander, D.R., *I. E. C. Fundamentals*, 6-2, 188 (1967)
- 72) Ong, C. L. and J. M. Owen, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 12, 106-115 (1991)
- 73) Ogino, F., K. Kawai and Y. Saito, *Heat Transfer 1994*, 4, 303-308 (1994)
- 74) Ogino, F., A. Saito and Y. Saito, *Proc. 11th Int. Heat Transfer Conf.*, (1998)(accepted)
- 75) Owen, J. M. and R. H. Rogers, *Flow and Heat Transfer in a Rotating-Disc Systems*, Vol.1, John Wiley & Sons Inc., New York, USA (1989)
- 76) Poll, D. I. A., *Aeron. Quart.*, 30, 607-628 (1979)
- 77) Pollard, R. and J. Newman, *J. Electrochem. Soc.*, 127, 744-752 (1980)
- 78) Popiel, Cz. O. and L. Boguslawski, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 18, 167-170 (1975)
- 79) Richardson, P. D. and O. A. Saunders, *J. Mech. Eng. Sci.*, 5, 336-342 (1963)
- 80) Sakakibara, J., K. Hishida and M. Maeda, *Experiments in Fluids*, 16, 82-96 (1993)
- 81) Schlichting, *Boundary Layer Theory*, McGraw Hill, London, (1979)
- 82) Shaughnessy, E. J. and J. B. Morton, *J. Fluid Mech.*, 80, 129-148 (1977)
- 83) Smith, A. K., J. C. Gille and L. V. Lyjak, *J. Atoms. Sci.*, 40, 2484-2496 (1984)
- 84) Smith, N. H., *NACA. Tech. Note*, No.1227 (1947)
- 85) Sparrow, E. M. and J. L. Gregg, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 294-302 (1960)
- 86) Sparrow, E. M. and W. J. Minkowycz, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 5, 505-511 (1962)
- 87) Sparrow, E. M. and R. B. Husar, *J. Fluid Mech.*, 37, 251-255 (1969)
- 88) Sugawara, K., *J. Electrochem. Soc.*, 119-12, 1749-1760 (1972)
- 89) Tamai, N. and T. Asaeda, *J. Hydrosience and Hydraulic Eng.*, 20, 37-51

- (1983)
- 90) Tien, C. L. and J. Tsuji, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **7**, 247-252 (1964)
 - 91) Tifford, A. N. and S. T. Chu, *J. Aeronautical Sci.*, **284-285** (1952)
 - 92) Tompa, G.S., M. A. McKee, C. Beckham, P. A. Zawadzki, J. M. Colabella, P. D. Reinert, K. Capuder, R. A. Stall and P. E. Norris, *J. Crystal Growth*, **93**, 220-227 (1988)
 - 93) Tompa, G.S., P. A. Zawadzki, M. McKee, W. Wolak, K. Moy, R. A. Stall, A. Gurary and N. E. Schumaker, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **335**, 241-246 (1994)
 - 94) Ushijima, S. and N. Tanaka, *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **116**, 265-272 (1994)
 - 95) Yamaga, J., *Proc. 10th Japan National Cong. for Appl. Mech.*, 279-282 (1960)
 - 96) Yao, L. S., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **109**, 440-445 (1987)
 - 97) Yen, S. and J. Wang, *Chemical Eng. Sci.*, **47**, 2001-2008 (1992)
 - 98) Yoo, J. Y., C. K. Choi and S. T. Ro, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **30**, 927-935 (1987)
 - 99) Young, R. L., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **78**, 1163-1168 (1956)
 - 100) Walker, D. A., *J. Phys. E. Sci. Instrum.*, **20**, 217-224 (1987)
 - 101) Wilkinson, S. P. and M. R. Malik, *AIAA J.*, **23-4**, 588-595 (1985)
 - 102) Wu, R. and K. C. Cheng, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **19**, 907-913 (1976)
 - 103) 伊藤 基之, 長谷川 勇, *日本機械学会論文集 B 編*, **58-545**, 98-105 (1992)
 - 104) 荻野 文丸, 齊藤 泰司, 吉田 剛, 栢田 一明, 水田 敬, *化学工学論文集*, **23-5**, 679-686 (1997)
 - 105) 荻野 文丸, 齊藤 泰司, 松本 初, *化学工学論文集*, **23-5**, 713-719 (1997)
 - 106) 亀井 泰造, 笠木 信英, *可視化情報*, **14-1**, 89-92 (1994)
 - 107) 木下, 御橋, *蛍光測定*, 学会出版センター (1983)

- 108) 小林 陵二, 小濱 泰昭, *流れの可視化*, **4**, 57-60 (1984)
- 109) 小濱 泰昭, W. S. Saric, J. A. Hoos, *日本機械学会論文集 B 編*, **58-554**, 3053-3059 (1992)
- 110) 小濱 泰昭, 須田 和幸, 渡辺 創, *日本機械学会論文集 B 編*, **60**, 1978-1984 (1994)
- 111) 小濱 泰昭, 鈴木 克典, *ながれ*, **13**, 124-130 (1992)
- 112) 佐藤 恒之, 湯浅 岳則, 今石 宣之, *化学工学論文集*, **17-2**, 362-370 (1990)
- 113) 佐藤 裕輔, 大嶺 俊光, *化学工学会第 24 会秋季大会研究発表講演要旨集*, 118 (1991)
- 114) 佐藤 裕輔, 片岡 敬, 赤川 慶一, 大嶺 俊光, *化学工学会第 24 会秋季大会研究発表講演要旨集*, 119 (1991)
- 115) 佐藤 裕輔 : *化学工学会第 27 会秋季大会研究発表講演論文集*, 267 (1994)
- 116) 霜垣, 江頭, 菅原, *化学工学*, **60-12**, 867 (1996)
- 117) 鈴木, 南山, *化学工学論文集*, **16**, 588 (1990)
- 118) 高木正平, 伊藤信毅, *第 26 回流体力学講演会講演論文集* (1994)
- 119) 田之上 健一郎, 佐藤 恒之, *化学工学論文集*, (1996)
- 120) 津屋 英樹, 松井 純, *応用物理*, **60**, 752 (1991)
- 121) *流れの計測懇談会編, LDV の基礎と応用*, 日刊工業新聞社, (1980)
- 122) 西川 泰治, 平木 敬三, *蛍光・りん光分析法*, 共立出版株式会社 (1993)
- 123) *日経エレクトロニクス*, **2**, 126 (1997)
- 124) 平野 博之, 尾添紘之, *化学工学会第 27 会秋季大会研究発表講演要旨集*, 12 (1994)
- 125) 廣瀬 廣一, 保坂 和郎, 横山 孝夫, *第 33 回日本伝熱シンポジウム講演論文集*, 587-588 (1996)
- 126) 廣瀬廣一, 横山孝夫, 大内 雅樹, *日本機械学会論文集 B 編*, **61-590**, 372-377 (1995)

- 127) 廣藤 祐史, 井上 太郎, 長瀬 洋一, 化学工学論文集, **20-1**, 134-137 (1994)
- 128) 八木, 吉田, 太幡, 蛍光, 南江堂 (1958)
- 129) 山本 秀和, 小山 浩, 応用物理, **66-7**, 662-672 (1997)
- 130) 村岡 正三, 応用物理, **66-7**, 673-677 (1997)
- 131) Феоров, Б. И., Плавник, Г. З., Прохров, И. В. and Жуховицкий, Л. Г, *Инженерно-Физический Журнал*, **31**, 1060-1067 (1976)

本研究に関する著者の既発表論文

- 1) Fumimaru Ogino, Kazuho Kawai and Yasushi Saito
"Heat Transfer in Liquid in a Cylindrical Container with a Rotating Disc
at the Liquid Surface"
Heat Transfer 1994, Vol.4, pp.303-308 (1994)
- 2) 荻野文丸・齊藤泰司・吉田 剛・枘田一明・水田 敬
"回転円板上流れの伝熱と流動特性"
化学工学論文集, 23 巻 5 号, pp.679-686 (1997)
- 3) 荻野文丸・齊藤泰司・松本 初
"回転円板上淀み点流れの流動特性"
化学工学論文集, 23 巻 5 号, pp.713-719 (1997)
- 4) Fumimaru Ogino, Yasushi Saito, Takeshi Yoshida, Kazuaki Masuda and
Kei Mizuta
"Heat Transfer on a Heated Rotating Disc"
*Proceedings of the 2nd International Symposium on Heat and Mass
Transfer*, pp.19-24 (1997)
- 5) Fumimaru Ogino, Atsuhiko Saito and Yasushi Saito
"Simultaneous Measurements of Velocity and Temperature of the Natural
Convection Flow on a Heated Rotating Disc"
Proceedings of the 11th International Heat Transfer Conference (1998)
(accepted)

謝辞

本研究を遂行するにあたり、常に暖かい御指導と御教示を賜りました京都大学工学研究科 化学工学専攻 教授 荻野 文丸先生に心から御礼申し上げます。

また、本論文の完成に際して、御指導と御助言を賜りました京都大学工学研究科 機械工学専攻 教授 鈴木 健二郎先生ならびに京都大学工学研究科 化学工学専攻 教授 東谷 公先生に厚く御礼致します。

さらに日々の業務の中、本論文作成の時間を与えていただいた京都大学原子炉実験所 教授 西原 英晃先生ならびに京都大学原子炉実験所 教授 三島 嘉一郎先生に心から御礼申し上げます。

常に暖かい助言を頂いた京都大学工学部 化学工学専攻 助教授 稲室 隆仁先生ならびに京都大学原子炉実験所 助教授 日引 俊先生に心から御礼申し上げます。

実験においては、多くの貴重なデータを取っていただきました共同研究者 松本 初氏、吉田 剛氏、栢田 一明氏、斎藤 敦彦氏、水田 敬氏に心から感謝致します。

また、本実験において最も重要となった温度計測に関して計測器を製作していただいた株式会社トゥエンティーズ 神沢 文彦氏ならびに面状発熱体の製作に協力していただいたシンワ測定株式会社 石田 昌弘氏に心から御礼申し上げます。

論文をまとめるにあたり様々なご助言をいただいた日本原子力研究所 呉田 昌俊博士に心から御礼申し上げます。

また、修士課程から博士課程にわたる5年間、様々な面で相談にのっていただいた九州工業大学 助手 山村 方人先生を始め、輸送現象論講座の皆様、京都大学原子炉実験所の皆様に心から感謝致します。さらに事務面でお世話頂いた事務官 斉藤 都子氏に厚く御礼申し上げます。

最後に阪神大震災の被害にも関わらず、常に私の事を念じてくれた我が両親に博士論文の完成をご報告します。